

Title	集束伝送路用ロンチャに関する研究(Dissertation_全文)
Author(s)	竹居, 敏夫
Citation	Kyoto University (京都大学)
Issue Date	1972-03-23
URL	http://dx.doi.org/10.14989/doctor.r1984
Right	
Type	Thesis or Dissertation
Textversion	author

集束伝送路用ロンチャに関する研究

竹 居 敏 夫

昭和46年8月

目 次

1. 序論	1
1.1 従来の研究の概要	4
1.1.1 集束伝送路の伝送特性に関する従来の研究	4
1.1.2 ロンチャに関する従来の研究	6
1.2 この研究の目的および概要	7
2. 集束伝送路におけるビームモードの伝搬特性	11
2.1 集束伝送路におけるビームモードの表示	11
2.2 集束伝送路の回折損失	18
2.3 むすび	22
3. 集束伝送路用ロンチャの高能率化の方法	23
3.1 集束伝送路用ロンチャの励振能率	23
3.1.1 基本ビームモード励振能率	24
3.1.2 有効開口面形状と励振能率	28
3.1.2.1 ロンチャ開口面中心の円形ブロッキング	28
3.1.2.2 ロンチャ開口面への扇形ブロッキング	31
3.1.3 開口面界分布誤差による励振能率	32
3.2 集束伝送路用ロンチャの放射特性	35
3.2.1 集束伝送路からの漏洩	35
3.2.1.1 ビームモード照射の円形開口からの放射	35
3.2.1.2 ビームモード照射の円形開口からのフレネル領域放射	43
3.2.1.3 集束伝送路からの漏洩放射	46

DOC

1971

18

電気系

3.2.2	集束伝送路用ロンチャの放射特性	48
3.3	むすび	52
4.	複反射鏡形ロンチャ	53
4.1	複反射鏡形ロンチャの構成	53
4.2	複反射鏡形ロンチャの特性および最適設計	58
4.2.1	複反射鏡形ロンチャの励振能率	58
4.2.1.1	ビームモードを得るまでの能率	58
4.2.1.2	複反射鏡形ロンチャの基本ビームモード励振能率	61
4.2.2	複反射鏡形ロンチャの最適設計	63
4.2.3	複反射鏡形ロンチャの最適設計例	68
4.3	複反射鏡形ロンチャに関するモデル実験	72
4.3.1	複反射鏡形ロンチャの一次放射系のモデル実験	72
4.3.1.1	一次放射系の実験モデル	72
4.3.1.2	給電ホーンの放射パターンの測定	73
4.3.1.3	給電ホーンと副反射鏡との組合せについての実験	74
4.3.2	複反射鏡形ロンチャの実験	80
4.3.2.1	複反射鏡形ロンチャの実験モデル	80
4.3.2.2	放射特性の測定	80
4.3.2.3	励振能率の測定	84
4.4	むすび	88
5.	四反射鏡形ロンチャ	89
5.1	四反射鏡形ロンチャの構成	89

5.1.1	給受ホーンおよび反射鏡#1, #2 の構成	90
5.1.2	反射鏡#3, #4 の構成	93
5.2	四反射鏡形ロンチャ の特性	96
5.2.1	四反射鏡形ロンチャ の励振能率	96
5.2.1.1	ビームモードを得るまでの能率	96
5.2.1.2	四反射鏡形ロンチャ の基本ビームモード励振能率	99
5.2.2	四反射鏡形ロンチャ の放射特性	100
5.3	四反射鏡形ロンチャ の設計例	101
5.4	四反射鏡形ロンチャ に関するモデル実験	106
5.4.1	四反射鏡形ロンチャ の実験モデル	106
5.4.2	放射特性の測定	107
5.4.3	励振能率の測定	110
5.5	むすび	112
6.	高次ビームモードを励振するロンチャ	113
6.1	ビームモードの選定	113
6.2	複反射鏡形 $[0, 0, +]$ モードロンチャ	116
6.2.1	複反射鏡形 $[0, 0, +]$ モードロンチャ の構成	116
6.2.2	複反射鏡形 $[0, 0, +]$ モードロンチャ の励振能率	118
6.2.2.1	ビームモードを得るまでの能率	119
6.2.2.2	$[0, 0, +]$ モード励振能率	122
6.2.2.3	複反射鏡形 $[0, 0, +]$ モードロンチャ の最適設計	124
6.2.3	複反射鏡形 $[0, 0, +]$ モードロンチャ の設計例	128
6.2.4	複反射鏡形 $[0, 0, +]$ モードロンチャ の放射特性	132
6.3	むすび	134

7. 結 論	135
謝 辞	137
参考文献	138

1. 序 論

通信容量の需要が急激に増加している今日、従来のマイクロ波帯を中心とした通信回線だけでは需要をまかないきれなくなってきた。このために新しい周波数領域の活用をはかるために準ミリ波やミリ波領域の電磁波を用いることが考えられている。この領域では一つの伝送路当りの周波数帯域幅を広くできることから多くの情報量の伝送が可能となる。準ミリ波やミリ波を伝送する手段として、従来のアンテナ方式や導波管を用いる方式などが考えられているが、ミリ波領域の電磁波を伝送する手段の一つとして集束伝送路^(注1) (Beam Waveguide⁽²⁾) が提案された。集束伝送路は準ミリ波、ミリ波から光領域に至る広い周波数範囲の電磁波の低損失な伝送路であることが認識されるようになった。

集束伝送路は電磁波のフレネル領域伝搬を利用して電磁波を低損失に伝送するものである。大きき一定の開口アンテナを用いる場合、波長が短くなるとフレネル領域が広がるので長い距離にわたってフレネル領域伝搬を行なうことができる。鋭い指向性をもって放射された電磁波はフレネル領域においては電磁波の拡散が少なく伝搬損失が小さい。フレネル領域伝搬を繰り返し行なうことにより長距離にわたって電磁波を伝送するのが集束伝送路であり、1959年に G. Goubau と R. Christian⁽¹⁾ によって提案されたと言われている。⁽²⁾

図 1.1 は集束伝送路の一例であり、多数個の集束体^(注2) (phase transformer)

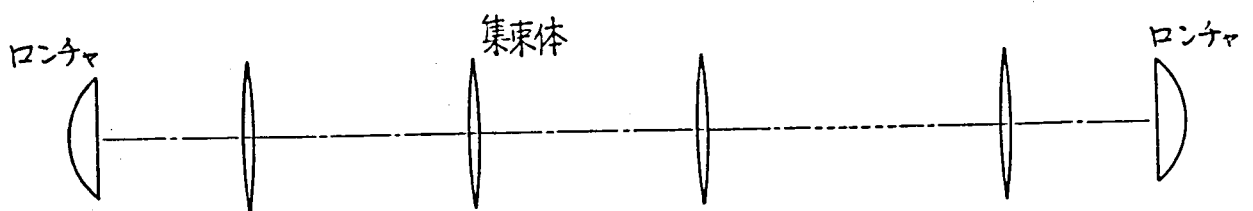


図 1.1 集束伝送路系

(注1) beam waveguide の邦訳としては、ビーム導波系、ビーム導波線路、ビーム伝送路、集束伝送路などが使われているが、この論文では 集束伝送路を用いることにする。

(注2) phase transformer の邦訳としては 位相変成器、集束体などが使われている。

を適当な間隔で配列することによって構成されており、両端はランチャ (launcher) によって励振される。これらは波長に比べて十分に大きな開口面直径を持っている。ランチャから放射された電磁波ビームはフレネル領域において少しずつ拡散しながら伝搬する。フレネル領域の適当な位置におかれた集束体によって、伝搬の際に生じる断面内の位相推移のちがいを拡散した電磁波のほゞ全域にわたって補償することにより、電磁波ビームは集束を受けて次の区間で再びフレネル領域伝搬を行なう。さらに、次の集束体によって位相補償することによりその次の区間でフレネル領域伝搬が行なわれる。このようにフレネル領域伝搬を繰り返しながら電磁波が集束伝送路を進行するのである。

集束伝送路の特徴は、第1に伝送損失が小さいことである。例えば、周波数が 50 GHz で、開口面直径 1,800 mm を持つ集束体を間隔 200 m で並べた集束伝送路の伝送損失は、理論値で約 0.35 dB/km、集束体を2枚の反射鏡で構成し反射鏡に標準偏差 0.1 mm の鏡面あらさが存在するとしこのための損失を考慮に入れても約 1.3 dB/km である。第2に集束体を離散的に配置するだけでよい。第3に伝送路の外への漏洩波が極めて少ない。このことは多くの伝送路を隣接して設置する場合にも互いに干渉の少ない良質の回線を作ることができることになる。第4にほとんどが空間伝搬であるので、導波管による伝送の場合のように固有の遅延特性などがない。

集束伝送路の一つの集束体に入射する電磁波の界分布がビームモード波の界分布に等しいときに、この電磁波が集束伝送路を集束されながら伝搬しうることが明らかにされている。⁽²⁾ 実際の問題としてミリ波領域の電磁波を集束伝送路によって伝送する場合には、信号発生源から取り出される出力は導波管内を伝搬する導波管モードの電磁波であることが多いから、これを集束伝送路を伝搬するビームモードに変換して集束伝送路を励振する必要がある。この変換を行なう機構がランチャである。有限の大きさの集束体を使用するときビームモード波は回折損失と呼ばれる伝送損失を受ける。ビームモードのうち基本ビームモードの回折損

失が最も少なく、高次ビームモードの回折損失は大きくなるので、基本ビームモードを用いて伝送するのが有利である。

集束伝送路の低損失であるという特徴を発揮させるためには、ロンチャによって集束伝送路の最低損失伝搬モードである基本ビームモードを能率よく励振することが不可欠である。ロンチャによって高次ビームモードを含んだビームモードに変換されるとき、高次ビームモード成分は大きな回折損失を受けて集束伝送路をほとんど伝搬せずに減衰するので、集束伝送路を伝搬することができるのは基本ビームモード成分だけであると考えることができる。したがって、ロンチャによって高次ビームモード成分に変換された電力は集束伝送路を伝搬しないと考えることができ、変換部分での損失であるとみなせる。この損失は回折損失によるものであるが、回折損失とは趣きを異にしているのでロンチャの損失の一部であると考えことにする。さらに、高次ビームモード成分は各集束体からの回折波として集束伝送路の外に漏洩するので、集束伝送路の漏洩波が少ないという特徴を害することになる。これらのことから、集束伝送路にとってロンチャの励振能率の向上が必要である。

この研究は、三菱電機株式会社において集束伝送路に関する研究の一環として、ロンチャの高能率化をはかるために行なったものである。

この章では、この分野における従来の研究の概要を述べたのち、この研究の目的および概要を述べ、この研究の特徴および従来の研究との関連を明らかにする。

1.1 従来の研究の概要

集束伝送路に関する従来の研究を (1) 集束伝送路の伝送特性に関する研究と (2) ロンチャに関する研究とに分けて述べる。

1.1.1 集束伝送路の伝送特性に関する従来の研究

集束伝送路における電磁波の伝搬特性の解析は G. Goubau と F. Schwering⁽²⁾ によって行なわれた。集束伝送路を伝搬する電磁波がビームモードと呼ばれるモード成分に分けて考えられることを明らかにし、ビームモードの集束伝送路における電磁界分布を求め、これによって集束体に要求される位相補償量を求めた。集束体の位相補償量はすべてのビームモードについて同じであることも明らかにしている。また、集束体が有限の大きさのときには回折損失と呼ばれる伝送損失が生じるが、これと集束体の大きさとの関係を積分方程式の固有値問題として解析している。そして集束体の大きさを表わすのにフレネル数を用い、フレネル数と回折損失との関係を求めている。J.B. Beyer と E.H. Scheibe⁽⁴⁾ はこれと同じ方法によって高次ビームモードについての回折損失を計算し、フレネル数が一定のとき回折損失が最小になるのは基本ビームモードであり、高次ビームモードになるほど回折損失が増えることを示した。

A.G. Fox と T. Li⁽⁵⁾⁽⁶⁾ および G.D. Boyd と J.P. Gordon⁽⁷⁾ は Fabry-Perot 共振器や共焦点共振器における共振モードについて解析を行なった。これらの手法は Goubau 等の方法⁽²⁾ と共通したところがあり、共焦点共振器における共振モードは集束伝送路のビームモードと同じ電磁界分布を持っている。このことから、Fabry-Perot 共振器や共焦点共振器などの開放形共振器と集束伝送路とは同じ思想に基づいていることがわかる。開放形共振器のQ値は基本ビームモードの場合に最も高く、高次ビームモードでは低くなる。レーザに用いられている共振器も開放形共振器である。

集束体の位相補償量に誤差が存在するときの伝送損失、集束体間隔や集束体の設置位置に誤差が存在するときの伝送損失などについても検討された。⁽⁸⁾⁽⁹⁾ これらは、開放形共振器において反射鏡に上記の誤差が存在するときの共振器のQ値を求める方法が取られている。

集束体の設置位置に集束伝送路の軸と直角方向の誤差が存在するときには電磁波ビームの伝搬軸が曲げられるので、電磁波ビームが集束伝送路中を折れ曲がりながら進行し伝送路からはずれてしまう可能性がある。電磁波ビームが集束伝送路からはずれないようにするための条件（安定条件）について解析が行なわれた。⁽¹⁰⁾⁽¹¹⁾

集束伝送路に関する実験的研究について述べる。

集束伝送路の電磁界分布を測定しビームモードの形成が調べられた。⁽³⁾ 集束体を多数個並べた集束伝送路を構成し、伝送路の断面内の電磁界分布が基本ビームモードに近い形になることを確かめている。集束伝送路の回折損失の測定は、反射鏡を対向させた開放形共振器を用いて実験されており、シャトルパルス法によるもの⁽³⁾と共振曲線を描いて共振器のQ値から求める方法⁽¹²⁾とが報告されている。両方の結果ともに回折損失の理論計算値と良くあっている。集束伝送路による長距離伝送実験が主に光領域でレーザー光を用いて行なわれた。⁽¹³⁾⁽¹⁴⁾ レーザ光を集束体間隔の長い集束伝送路に通す場合には、空気の微小な密度変化による伝搬軸の曲がりや振動による集束体の微小な変動が伝送路の安定性に大きく影響する。これを解決する方法として、集束伝送路における電磁波ビームの位置を検出し、この情報を前の集束体にフィードバックして集束体の位置や傾きなどを修正することによって伝送路の安定性を向上させる方法などが提案されている。⁽¹⁵⁾ ミリ波領域での伝送実験としては、集束体を数個配列しその両端に反射鏡を置いて共振器として伝送損失の測定を行なっている。⁽¹⁶⁾⁽¹⁷⁾

1.1.2 ロンチャに関する従来の研究

初期の集束伝送路の実験において、いくつかの集束体を通過したのちの断面内電磁界分布が測定されたが、励振の状態によって界分布が変動するということが報告されており、⁽³⁾ 集束伝送路の励振部をいかにするかが問題となった。そして、集束伝送路にとって励振機構であるロンチャの必要性が認識された。ロンチャの方式としては、電磁ホーンと誘電体レンズとを組合せたもの、⁽³⁾ この方式で電磁ホーンを複モードホーン⁽¹⁹⁾として放射パターンの改善をはかったもの⁽¹⁸⁾が報告された。前者は、電磁ホーンによって放射された電磁波をレンズを用いて位相制御し、ロンチャ開口面に得られる電磁界の位相分布を集束伝送路の基本ビームモードがロンチャ開口面の位置でもつ位相分布に等しくするものであって、振幅分布についての考慮がはらわれていない。後者はさらに電磁ホーンの放射パターンを改善してロンチャ開口面に得られる電磁界分布の振幅分布を基本ビームモードの振幅分布に近づけるようにしている。実験には放射パターンが電磁ホーンの軸に関して回転対称なものが得られる複モードホーンが用いられた。複モードホーンは円すいホーンを円形導波管の二つのモード (TE_{11}^0 モードと TM_{11}^0 モード) で励振し、二つのモード間の位相と振幅の関係を適当に選ぶとき、複モードホーンの放射パターンがホーンの軸に関して回転対称となるものである。この方式では、ロンチャ開口面界分布と基本ビームモード界分布との位相分布を一致させることは簡単に行なえるが、ロンチャの開口面界分布の振幅分布は複モードホーンの放射パターンによって決まるので基本ビームモードの振幅分布と一致させることは困難である。ロンチャの励振能率を解析的に取り扱った研究としては、ロンチャ開口面上のビームモード波が与えられたときにそれに含まれる基本ビームモード成分の割合いを計算したものがある。⁽²⁰⁾⁽²¹⁾ ロンチャ開口面上の界分布を各ビームモード成分に分解し、基本ビームモード成分の電力とロンチャ開口面上の全電力との比を求めている。

1.2 この研究の目的および概要

集束伝送路をミリ波領域で用いる場合には集束伝送路を励振するためにロンチヤが必要である。光領域でレーザ光を用いる場合には発振源からの出力が基本ビームモード成分であるので、集束伝送路の励振は簡単であるが、ミリ波領域では普通は導波管モードの出力が得られるのでこれを基本ビームモードに変換することが必要になるのである。この変換を行なう機構がロンチヤであり、ロンチヤは能率の高いことが要求される。前節に述べたように集束伝送路の伝送特性についての研究は盛んに行なわれたが、ロンチヤについての研究はあまり活発ではなく、具体的な形式としては電磁ホーンと誘電体レンズとの組合せがあるだけであり、能率についてはロンチヤ開口面の電磁界分布と基本ビームモードとの関連が調べられたにすぎない。

この研究は集束伝送路用ロンチヤに関するものであって、ロンチヤの高能率化をはかることを目的として行なわれたものである。

ロンチヤの励振能率について考察した。従来の研究においては、ロンチヤ開口面上の電磁界分布と基本ビームモードとの関係によって決まる能率が検討された。⁽²⁰⁾これはロンチヤ開口面界分布を集束伝送路のビームモードに展開したときの基本ビームモード成分の割合を求める方法を示し、一例としてロンチヤ開口面上に円形導波管の TE_{10}^0 モード界分布が存在するときの能率を計算している。筆者はこの方法を用いて、ロンチヤ開口面上に障害物が存在する場合および界分布に振幅、位相の微かな乱れが存在する場合の能率について考察した。なお、筆者と独立にこの方法を用いて、ロンチヤ開口面上に円形導波管の TE_{10}^0 モードと TM_{10}^0 モードの界分布が混在する場合の能率について調べられている。⁽²¹⁾

ロンチヤの励振能率を決めるには上記の能率だけでは不十分である。この研究では、この能率のほかにロンチヤ開口面上の界分布を得るまでの能率がロンチヤの励振能率に影響することに着目し、ロンチヤの励振能率についての考え方を明確にした。⁽²⁵⁾⁽²⁶⁾ すなわち、ロンチヤの励振能率を向上させるにはロンチヤ開口

面上の界分布を基本ビームモード界分布と等しくするとともに，この開口面界分布を得るまでの段階の能率の向上をはかることが必要である。

集束伝送路用ロンチヤの開口直径は波長に比べて十分に大きな寸法が選ばれることが多い。このように大きな開口面を比較的簡単に得るには電磁ホーンと反射鏡の組合せを用いるのがよいと思われるので，この形式のロンチヤについて検討を行ない，高い励振能率を得るための方式として複反射鏡形ロンチヤ⁽²⁴⁾ および四反射鏡形ロンチヤ⁽³²⁾を考案した。

ここで，この研究の概要を述べる。

2章では，集束伝送路用ロンチヤに関する研究の準備として，従来の研究に基づき，集束伝送路におけるビームモードおよびビームモードの回折損失などの理論的取扱について整理する。

3章では，ロンチヤの励振能率についての考え方を明確にし，これがロンチヤ開口面にビームモード波を得るまでの段階の能率とロンチヤ開口面に得られたビームモード波が基本ビームモード波を励振する能率とに分けて考えることができることを示す。さらにロンチヤの励振能率に影響する要素に分け，各要素と励振能率との関係を調べる。ただし，ロンチヤ開口面にビームモード波を得るまでの段階の能率はロンチヤの具体的な形式によって考慮すべき要素が異なるので，ここでは述べて，それぞれの形式のロンチヤの項で述べることにした。

ロンチヤの高能率化と密接な関係にある放射特性，特に集束伝送路の外への放射特性⁽²⁹⁾について考察し，励振能率と放射特性の関係を調べた。

4章では，ロンチヤの励振能率の向上をはかるための一つの方法として考案した複反射鏡形ロンチヤ⁽²⁴⁾について述べる。複反射鏡形ロンチヤは電磁ホーンと2枚の回転対称な反射鏡を共軸的に配置して構成され，ロンチヤ開口面である主反射鏡の開口面に集束伝送路の基本ビームモード界分布に等しい界分布を得るために2枚の反射鏡の鏡面の形を幾何光学的手法を用いて決定するのである。このロンチヤは反射鏡を使用しているため各反射鏡からの漏洩波や反射鏡の鏡面から

さによる散乱波，副反射鏡の支持柱による散乱波などが励振能率に影響する。⁽²⁵⁾⁽²⁶⁾

これらが励振能率に及ぼす影響について考察した。また，開口面上に副反射鏡やその支持柱が存在するために開口面界分布がブロッキングを受けるが，このことが励振能率に及ぼす影響についても考察した。開口面の中央部に副反射鏡が存在するために開口面上に得るべき界分布は基本ビームモード界分布より少し変形した方が励振能率が良くなることを明らかにした。このようにして，この形式のロンチャの最適設計法を明らかにし，設計例を示している。複反射鏡形ロンチャは開口面中央に存在する副反射鏡とその支持柱によるブロッキングの影響を受けるけれども，簡単な構造で高い励振能率を得られることがわかった。

理論的考察の結果を確認するために実験モデルを作り，励振能率および放射特性の測定を行なった。励振能率の測定には球面反射鏡を用いる新しい方法⁽³⁰⁾を採用した。実験結果は理論的考察の結果をよく説明している。⁽²⁷⁾⁽³⁰⁾⁽³¹⁾⁽³⁴⁾

5章では，四反射鏡形ロンチャ⁽³²⁾⁽³³⁾⁽³⁵⁾について述べる。複反射鏡形ロンチャの開口面中央部には副反射鏡が存在しこの部分が有効に働かないので，このロンチャの励振能率および放射特性には上限がある。この点を改善するための一つの方法として考案したのが四反射鏡形ロンチャである。このロンチャは電磁ホーンと4枚の回転対称な反射鏡を共軸的に配置することによって，ロンチャ開口面に障害物が存在しない構造とした点に特徴がある。反射鏡の数が増えたために反射鏡に起因する能率，すなわち各反射鏡からの漏残波による能率や反射鏡の鏡面あらさによる散乱波に基づく能率は劣化するけれども，開口面の中央部が有効に働き基本ビームモード界分布にほとんど等しい開口面界分布が得られるので，全体として複反射鏡形ロンチャに比べて励振能率および放射特性ともにすぐれたロンチャを得ることができる。このロンチャの設計法について述べ，設計例を示している。

実験モデルを作り励振能率および放射特性を測定し，理論的に求めた値を確認した。

6章では、集束伝送路に特定の高次ビームモードを励振するためのロンチャについて述べる。前章までは基本ビームモードを伝搬させる集束伝送路を考え、集束伝送路に基本ビームモードを励振するためのロンチャについて考察したが、特定の高次ビームモードを励振するロンチャが必要になる場合も考えられる。

たとえば、円形導波管の TE_{01} モードを用いたミリ波の導波管伝送が考えられているが、これと集束伝送路とを接続する場合には、集束伝送路の基本ビームモードに変換するよりも中心軸上で電界強度が零である高次ビームモードに変換する方が簡単であり、しかも能率的である。具体例として複反射鏡形ロンチャを考え、これを用いて上述の中心軸上で電界強度が零である高次ビームモードを励振する場合の励振能率およびこのロンチャの設計法について考察する。この場合、開口面中央部の影響が小さくなるので励振能率の良いものが得られる。

2. 集束伝送路におけるビームモードの伝搬特性

集束伝送路を伝搬する電磁波は集束体によって集束を受けることによって伝搬の際の位相遅移が補償され、次の区間で前の区間と同じ電磁界分布を再現する。集束を受けるごとにこのことが繰り返されてもとの電磁界分布がいつまでも保持されるには、電磁波がビームモードと呼ばれるモード波の形であることが必要であることが Goubau 等⁽²⁾ によって示された。

この章では、Goubau 等の解析方法を中心にして、集束伝送路を伝搬するビームモードの表示式およびビームモードの性質について説明するとともに、集束体が有限の大きさを持つ場合のビームモードの回折損失について述べる。ここで出てくる数式などはこの研究の本論である ロンチアの理論的解析に必要である。

2.1 集束伝送路におけるビームモードの表示

Goubau 等⁽²⁾ は z 方向に伝搬する電磁波の円筒座標系による表示式を用いて、集束伝送路におけるビームモードの解析を行なった。

均質等方性媒質中での Maxwell 方程式を円筒座標系 (ρ, ϕ, z) の場合について解くと、伝搬方向がいろいろの方向である時の解として次の積分表示が行なえる。⁽³⁷⁾

$$\begin{aligned}\psi &= e^{-j\omega t} \sum_{n=-\infty}^{\infty} e^{jn\phi} \int_0^{\infty} g_n(r) J_n(r\rho) e^{\pm j\sqrt{k^2 - r^2} z} r dr \\ &= e^{-j\omega t} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} \psi_n r dr\end{aligned}\quad (2.1)$$

ここで、 k, n, r は波動を特徴づけるパラメータであって、 k は媒質中の伝搬定数、 n は整数で ϕ 方向の波数、 r は伝搬ベクトルの z 軸に直角方向の成分で、伝搬ベクトルが z 軸となす角を α とするとき

$$r = k \sin \alpha \quad (2.2)$$

である。また、 $g_n(r)$ は n, r で特徴づけられる波動の振幅であり、 ω は波動の

角周波数である。

電磁界の各座標成分は、

$$\Psi_n = e^{jn\phi} g_n(r) J_n(rp) e^{\pm j\sqrt{k^2 - \gamma^2} z} \quad (2.3)$$

$$h = \sqrt{k^2 - \gamma^2} \quad (2.4)$$

を用いて次式で求めることができる。(27)

$$\left. \begin{aligned} E_\rho &= jh \sum_n a_n \frac{\partial \Psi_n}{\partial \rho} - \frac{\mu\omega}{\rho} \sum_n n b_n \Psi_n \\ E_\phi &= -\frac{h}{\rho} \sum_n n a_n \Psi_n - j\mu\omega \sum_n b_n \frac{\partial \Psi_n}{\partial \rho} \\ E_z &= (k^2 - h^2) \sum_n a_n \Psi_n \\ H_\rho &= \frac{k^2}{\mu\omega} \cdot \frac{1}{\rho} \sum_n n a_n \Psi_n + jh \sum_n b_n \frac{\partial \Psi_n}{\partial \rho} \\ H_\phi &= \frac{jk^2}{\mu\omega} \sum_n a_n \frac{\partial \Psi_n}{\partial \rho} - \frac{h}{\rho} \sum_n n b_n \Psi_n \\ H_z &= (k^2 - h^2) \sum_n b_n \Psi_n \end{aligned} \right\} \quad (2.5)$$

ここで、 μ は媒質の透磁率、 ε は媒質の誘電率である。

(2.5)を計算すると、電磁波は次の成分の一次結合で表わせる。

$$\left. \begin{aligned} E_\rho &= E_{\rho n}^{(\pm)} \cos(n\phi + \alpha_n), & H_\rho &= \mp \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} E_{\rho n}^{(\pm)} \sin(n\phi + \alpha_n) \\ E_\phi &= E_{\phi n}^{(\pm)} \sin(n\phi + \alpha_n), & H_\phi &= \mp \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} E_{\phi n}^{(\pm)} \cos(n\phi + \alpha_n) \\ E_z &= E_{zn}^{(\pm)} \cos(n\phi + \alpha_n), & H_z &= \mp \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} E_{zn}^{(\pm)} \sin(n\phi + \alpha_n) \end{aligned} \right\} \quad (2.6)$$

ここで、

$$E_{\rho n}^{(\pm)} = \frac{1}{2} \int_0^\infty f_n^{(\pm)}(r) \{ (k \pm h) J_{n+1}(rp) + (k \mp h) J_{n-1}(rp) \} e^{-jh^2 z} r dr$$

$$\left. \begin{aligned} E_{\phi n}^{(\pm)} &= \frac{1}{2} \int_0^{\infty} f_n^{(\pm)}(\gamma) \{ (k \pm h) J_{n+1}(\gamma \rho) - (k \mp h) J_{n-1}(\gamma \rho) \} e^{-j k z} \gamma d\gamma \\ E_{zn}^{(\pm)} &= \mp j \int_0^{\infty} f_n^{(\pm)}(\gamma) J_n(\gamma \rho) e^{-j k z} \gamma d\gamma \end{aligned} \right\} (2.7)$$

である。 $f_n^{(\pm)}(\gamma)$ は横方向への伝搬定数 γ についての振幅スペクトル関数を表わしており、 h は z 方向への伝搬定数で、 $J_n(x)$ は n 次の Bessel 関数である。

z 軸と直角な方向への伝搬定数 γ が極めて零に近い範囲にだけスペクトルが存在し、 γ が大きいところでのスペクトルが零となるものと仮定する。言いかえろと、 $f_n^{(\pm)}(\gamma)$ は γ の小さい範囲 $0 \leq \gamma \leq \gamma_c$ (ただし $\gamma_c^2 \ll k^2$ とする) で値を持ち、 γ が大きな範囲 $\gamma > \gamma_c$ で $f_n^{(\pm)}(\gamma) \approx 0$ であると仮定する。

このとき (2.7) の位相項における h に対しては

$$h \approx k - \frac{\gamma^2}{2k} \quad (2.8a)$$

とし、振幅項における h は

$$h \approx k \quad (2.8b)$$

と近似できるので、 (2.7) は

$$\left. \begin{aligned} E_{\phi n}^{(\pm)} &= \pm E_{\phi n}^{(\pm)} = k e^{-j k z} \int_0^{\infty} f_n^{(\pm)}(\gamma) J_{n+1}(\gamma \rho) e^{j \frac{\gamma^2}{2k} z} \gamma d\gamma \\ E_{zn}^{(\pm)} &= \mp j e^{-j k z} \int_0^{\infty} f_n^{(\pm)}(\gamma) J_{n+1}(\gamma \rho) e^{j \frac{\gamma^2}{2k} z} \frac{\gamma^2}{k} d\gamma \end{aligned} \right\} (2.9)$$

と表わせる。いま $k^2 \gg \gamma_c^2 \geq \gamma^2$ の範囲で考えているので電磁界の成分は横方向成分だけを考えろとよいことがわかる。

さて、図 2.1 に示すように集束体が間隔 $2b$ で並べられた集束伝送路における一つの区間について考察する。この区間の集束体の中間点を原点とし、伝搬軸に沿って z 軸をもつ円筒座標系 (ρ, ϕ, z) を設定する。集束体は横方向に無限の広がりを持つものとする。

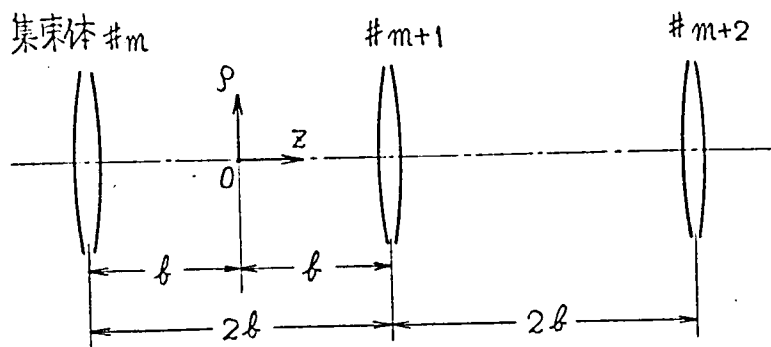


図2.1 無限の広がりを持つ集束体で構成した集束伝送路

このとき集束体 #m の右側における界分布は (2.9) で $z = -b$ において,

$$E_n^{(\pm)}(\rho, -b) = k e^{jk\rho b} \int_0^\infty f_n^{(\pm)}(\gamma) J_{n\pm 1}(\gamma\rho) e^{-j\frac{\gamma^2}{2k}b} \gamma d\gamma \quad (2.10)$$

と書ける。これから、界分布 $E_n^{(\pm)}(\rho, -b)$ が与えられるときは、振幅スペクトルは逆変換によって求めることができる,

$$f_n^{(\pm)}(\gamma) = \frac{1}{k} e^{-jk\rho b} \left\{ 1 - \frac{\gamma^2}{2k^2} \right\} \int_0^\infty E_n^{(\pm)}(\rho, -b) J_{n\pm 1}(\gamma\rho) \rho d\rho \quad (2.11)$$

となる。 $z = -b$ における界分布 (2.10) が集束体 #m+1 の左側の面 $z = b$ に作る界分布 $E_n^{(\pm)}(\rho, b)$ は (2.11) を (2.9) で $z = b$ とおいた式に代入して

$$\begin{aligned} E_n^{(\pm)}(\rho, b) &= e^{-j2k\rho b} \int_0^\infty \int_0^\infty E_n^{(\pm)}(\eta, -b) J_{n\pm 1}(\gamma\rho) J_{n\pm 1}(\gamma\eta) e^{j\frac{\gamma^2}{k}b} \eta d\eta \gamma d\gamma \\ &= j \frac{k}{2b} e^{-j2k\rho b} \int_0^\infty E_n^{(\pm)}(\eta, -b) J_{n\pm 1}\left(\frac{k}{2b}\eta\rho\right) e^{-j\frac{k}{4b}(\eta^2 + \rho^2)} \eta d\eta \end{aligned} \quad (2.12)$$

となる。すなわち,

$$E_n^{(\pm)}(\rho, b) e^{j\frac{k}{4b}\rho^2} = j \frac{k}{2b} e^{-j2k\rho b} \int_0^\infty E_n^{(\pm)}(\eta, -b) e^{-j\frac{k}{4b}\eta^2} J_{n\pm 1}\left(\frac{k}{2b}\eta\rho\right) \eta d\eta \quad (2.13)$$

であって、 $z = -b$ と $z = b$ とにおける界分布のうち位相分布は

$$\Phi(\rho) = \frac{k}{2b} \rho^2 \quad (2.14)$$

だけの位相差があることになる。

集束体 # $m+1$ の移相量が径方向だけに变化して

$$\Phi_p(\rho) = \frac{k}{2b} \rho^2 \quad (2.15)$$

であるものとするとき、この集束体を通過することにより位相補償を受けたあとの界分布は

$$E_n^{(\pm)}(\rho, b) e^{j \frac{k}{2b} \rho^2} \quad (2.16)$$

となる。集束伝送路を伝搬する電磁波の界分布が繰り返されるためには、集束体 # $m+1$ を通過後の界分布 (2.16) が集束体 # m の右側における界分布 (2.10) に等しくなければならない。このためには界分布は

$$E_n^{(\pm)}(\rho, -b) e^{-j \frac{k}{4b} \rho^2} = j \frac{k}{2b} e^{-j 2kb} \int_0^\infty E_n^{(\pm)}(\eta, -b) e^{-j \frac{k}{4b} \eta^2} J_{n+1}\left(\frac{k}{2b} \eta \rho\right) \eta d\eta \quad (2.17)$$

なる関係を満足するものでなければならない。

(2.17) を解いて界分布 $E_n^{(\pm)}(\rho, -b)$ を求める。次の変数変換

$$x = \sqrt{\frac{k}{2b}} \rho \quad (2.18)$$

を行ない、さらに次の記号

$$\left. \begin{aligned} g &= j e^{-j 2kb} \\ Z_n^{(\pm)}(x) &= E_n^{(\pm)}(\rho, -b) e^{-j \frac{k}{4b} \rho^2} \end{aligned} \right\} \quad (2.19)$$

を用いると、(2.17) は

$$\sqrt{x_2} Z_n^{(\pm)}(x_2) = g \int_0^\infty \sqrt{x_1} Z_n^{(\pm)}(x_1) J_{n+1}(x_1 x_2) \sqrt{x_1 x_2} dx_1 \quad (2.20)$$

となる。これは第2種の Fredholm の積分方程式である。この方程式の解は、ある関数の Hankel 変換がもとの関数に等しくなるというものであって、Hankel 変換の公式からこのような関数は

$$\sqrt{x} Z_n^{(\pm)}(x) = x^{n+1} \sqrt{x} e^{-\frac{x^2}{2}} L_m^{n+1}(x^2) \quad (2.21)$$

であることがわかる。⁽²²⁾ ここで $L_m^{n\pm 1}(\xi)$ は一般化された Laguerre 関数⁽²³⁾ である。

$$L_m^{n\pm 1}(\xi) = \sum_{i=0}^m \frac{(m+n\pm 1)!}{(m-i)!(i+n\pm 1)!} \cdot \frac{(-\xi)^i}{i!} \quad (2.22)$$

これで (2.17) は解けたことになり，繰り返し伝搬を行なう電磁波が集束体を通
過した直後の界分布は，(2.21) と (2.19) とから，

$$E_n^{(\pm)}(\rho, -b) = \sum_{m=0}^{\infty} a_m x^{n\pm 1} e^{-\frac{x^2}{2}} L_m^{n\pm 1}(x^2) e^{j\frac{x^2}{2}} \quad (2.23)$$

と表わされる。ただし

$$x = \sqrt{\frac{k}{2b}} \rho \quad (2.18)$$

である。すなわち，界分布の成分

$$E_{n,m}^{(\pm)}(\rho, -b) = x^{n\pm 1} e^{-\frac{x^2}{2}} L_m^{n\pm 1}(x^2) e^{j\frac{x^2}{2}} \quad (2.24)$$

を n, m, \pm について重畳した形で表わされる。

集束体 # m と集束体 # $m+1$ との間の断面 $z=z_1$ 上での界分布は，集束体 # m で
の界分布を回折積分することによって計算でき，

$$E_n^{(\pm)}(\rho, z_1) = \sum_{m=0}^{\infty} a_m F_{n,m}^{(\pm)}(\rho, z_1) \quad (2.25)$$

$$F_{n,m}^{(\pm)}(\rho, z_1) = \frac{1}{\sqrt{1+v_1^2}} \left(\frac{x^2}{1+v_1^2} \right)^{\frac{n\pm 1}{2}} e^{-\frac{x^2}{1+v_1^2}} L_m^{n\pm 1}\left(\frac{x^2}{1+v_1^2} \right) e^{-j\frac{v_1 x^2}{1+v_1^2}} \quad (2.26)$$

となる。ただし，

$$x = \sqrt{\frac{k}{2b}} \rho \quad (2.16)$$

$$v_1 = \frac{z_1}{b} \quad (2.26b)$$

とおいている。ここで求めた界分布の成分 $F_{n,m}^{(\pm)}(\rho, z)$ は n, m, \pm について
互いに他と直交関係にあって⁽²⁾，これらは集束伝送路におけるビームモード
(beam mode) と呼ばれている。各ビームモードは記号 $[m, n, \pm]$ で表わすこ

とにする。

集束伝送路のビームモードの電磁界分布は次の式で表わされる。

$$\left. \begin{aligned} E_{n,m}^{(\pm)} &= E_{\rho,n,m}^{(\pm)} \hat{e}_{\rho} + E_{\phi,n,m}^{(\pm)} \hat{e}_{\phi} \equiv F_{n,m}^{(\pm)}(\rho, \phi, z) \\ H_{n,m}^{(\pm)} &= H_{\rho,n,m}^{(\pm)} \hat{e}_{\rho} + H_{\phi,n,m}^{(\pm)} \hat{e}_{\phi} \equiv \pm \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} \hat{e}_z \times F_{n,m}^{(\pm)}(\rho, \phi, z) \end{aligned} \right\} \quad (2.27)$$

ここで、 \hat{e}_{ρ} , \hat{e}_{ϕ} , \hat{e}_z はそれぞれ ρ , ϕ , z 方向の単位ベクトルを表わし、

$$\left. \begin{aligned} E_{\rho,n,m}^{(\pm)} &= F_{n,m}^{(\pm)}(\rho, z) \cos(n\phi + \alpha_n) \\ E_{\phi,n,m}^{(\pm)} &= F_{n,m}^{(\pm)}(\rho, z) \sin(n\phi + \alpha_n) \\ H_{\rho,n,m}^{(\pm)} &= \mp \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} F_{n,m}^{(\pm)}(\rho, z) \sin(n\phi + \alpha_n) \\ H_{\phi,n,m}^{(\pm)} &= \pm \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} F_{n,m}^{(\pm)}(\rho, z) \cos(n\phi + \alpha_n) \end{aligned} \right\} \quad (2.28)$$

であって、

$$F_{n,m}^{(\pm)}(\rho, z) = \frac{1}{\sqrt{1+v^2}} \left(\frac{\chi^2}{1+v^2} \right)^{\frac{n \pm 1}{2}} e^{-\frac{\chi^2}{1+v^2}} L_m^{n \pm 1} \left(\frac{\chi^2}{1+v^2} \right) e^{-j \frac{v \chi^2}{1+v^2}} \quad (2.29)$$

$$\chi = \sqrt{\frac{k}{2b}} \rho \quad (2.29a)$$

$$v = \frac{z}{b} \quad (2.29b)$$

とする。

なお、ビームモードが集束伝送路の軸に垂直な断面内で持つ電力 $P_{n,m}^{(\pm)}$ は

$$P_{n,m}^{(\pm)} = \frac{4b}{k} \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \cdot \frac{(m+n \pm 1)!}{m!} \quad (2.30)$$

である。

基本ビームモードの電磁界分布は上式で $[0, 1, -]$ とすることによって求まるが、界分布関数 (2.29) について次の表示式を用いることにする。

$$F_{1,0}^{(-)}(\rho, z) \equiv F_{0,0}(\rho, z) = f_{0,0}(\rho, z) e^{-j\psi(\rho, z)} \quad (2.31)$$

とあって,

$$f_{0,0}(\rho, z) = \frac{1}{\sqrt{1+U^2}} e^{-\frac{\rho^2}{1+U^2}} \quad (2.31a)$$

$$\psi(\rho, z) = \frac{U\rho^2}{1+U^2} \quad (2.31b)$$

である。基本ビームモードは断面内で一様な偏波方向を持っていることが、(2.28)からわかる。

集束伝送路が上記のビームモードを繰り返し伝搬させるために集束体に要求される位相補償量は(2.15)で表わされるから、集束体は焦点距離が ℓ のレンズまたはこれと同等の働きをするものであればよい。集束体間隔が 2ℓ であるから隣り合った集束体の焦点が集束体の中間点で一致することになる。このような集束体配置の集束伝送路を共焦点集束伝送路と呼ぶ。

ビームモードの特徴としては、(2.26)から明らかなように断面内の位相分布がすべてのビームモードについて等しいことがあげられる。

2.2 集束伝送路の回折損失

前節では集束体が無限の広がりを持つ場合について解析した。しかし、このように無限に広い集束体を得ることは不可能であり、实际的でない。ここでは、集束体が有限の大きさの場合のビームモードの伝搬について考察し、回折損失を求める。

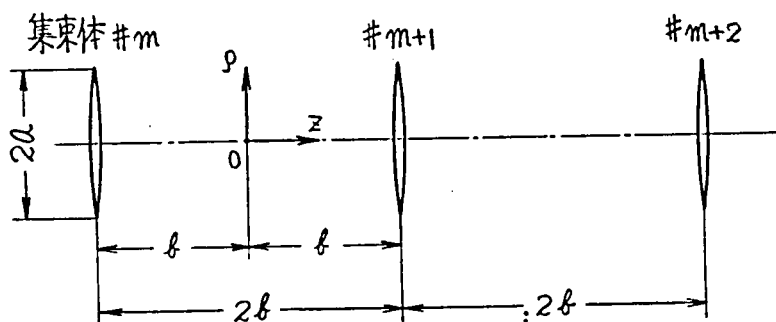


図 2.2 有限の大きさの集束体で構成した集束伝送路

図2.2に示すように等間隔 $2b$ で並べられた集束体の直径はいずれも $2a$ であり、それより外の部分は完全吸収体でおおわれているとする。集束体の位相補償量は $\frac{k}{2b} \rho^2$ である。集束体 $\#m$ により位相補償を受けたのちの集束体 $\#m$ の右側での界分布は (2.10) から

$$F_n^{(\pm)}(\rho, -b) = \begin{cases} k e^{-j2kb} \int_0^\infty f_n^{(\pm)}(r) J_{n+1}(r\rho) e^{-j\frac{r^2}{2k}b} r dr, & 0 \leq \rho \leq a \\ 0, & \rho > a \end{cases} \quad (2.32)$$

で与えられるので、振幅スペクトル関数は

$$f_n^{(\pm)}(r) = \frac{1}{k} e^{-jkrb} \left\{ 1 - \frac{r^2}{2k^2} \right\} \int_0^a F_n^{(\pm)}(\rho, -b) J_{n+1}(r\rho) \rho d\rho \quad (2.33)$$

で表わされる。したがって集束体 $\#m+1$ の左側での界分布 $F_n^{(\pm)}(\rho, b)$ は

$$F_n^{(\pm)}(\rho, b) = j \frac{k}{2b} e^{-j2kb - j\frac{k}{4b}\rho^2} \int_0^a F_n^{(\pm)}(\eta, -b) J_{n+1}(r\eta) e^{-j\frac{k}{4b}\eta^2} \eta d\eta \quad (2.34)$$

となる。これが集束体 $\#m+1$ を通過した直後の界分布は $\rho > a$ では $F_n^{(\pm)}(\rho, b) = 0$ であり、 $\rho = a$ の近傍では界分布の形が多少乱れるがその程度はわずかであるので無視する。このため集束体 $\#m+1$ は (2.34) の界分布のうち $0 \leq \rho \leq a$ の部分に対して位相補償するだけとなる。したがって集束体 $\#m+1$ を通過直後の界分布が集束体 $\#m$ のそれに等しいことから、

$$p F_n^{(\pm)}(\rho, -b) e^{-j\frac{k}{4b}\rho^2} = j \frac{k}{2b} e^{-j2kb} \int_0^a F_n^{(\pm)}(\eta, -b) e^{-j\frac{k}{4b}\eta^2} J_{n+1}\left(\frac{k}{2b}\eta\rho\right) \eta d\eta \quad (2.35)$$

という積分方程式が導かれる。ここで p は定数であり、集束体が有限になったことによる電力損失などの効果を表わすものである。

前節と同様に (2.35) を満足する界分布の形および定数 p の値を求める。

変数変換

$$\left. \begin{aligned} x &= \sqrt{\frac{k}{2b}} \rho \\ \xi &= \sqrt{\frac{k}{2b}} \eta \end{aligned} \right\} \quad (2.36)$$

を行ない,

$$\left. \begin{aligned} Z_n^{(\pm)}(x) &= F_n^{(\pm)}(\vartheta, -\ell) e^{-j \frac{k}{4\ell} \vartheta^2} \\ \vartheta &= j \frac{1}{p} e^{-j 2k\ell} \\ R &= \sqrt{\frac{k}{2\ell}} a \end{aligned} \right\} \quad (2.37)$$

なる記号を用いると (2.35) は

$$Z_n^{(\pm)}(x) = \vartheta \int_0^R Z_n^{(\pm)}(\xi) J_{n\pm 1}(x\xi) \xi d\xi \quad (2.38)$$

となって, これは第2種の Fredholm の積分方程式である。この方程式の固有値 ϑ が集束伝送路の回折損失を表わし, 固有関数が界分布を与えることになる。

(2.38) を解くことについて述べる。

Goubau 等は (2.38) の $Z_n^{(\pm)}(\xi)$ および $J_{n\pm 1}(x\xi)$ を直交関数で展開することによって近似解を求めた。⁽²⁾ 彼等はビームモードのうち $[m, 1, -]$ で表わされるビームモードについてだけ解いているが, これ以外のビームモードについても同様に直交関数で展開する方法によって解けることが J.B. Beyer と E.H. Scheibe⁽⁴⁾ によって示された。

(2.38) の $Z_n^{(\pm)}(\xi)$ および $J_{n\pm 1}(x\xi)$ を次のように一般化された Laguerre 関数で展開する。

$$Z_n^{(\pm)}(\xi) = \sum_{m=0}^{\infty} a_m \xi^{n\pm 1} e^{-\frac{\xi^2}{2}} L_m^{n\pm 1}(\xi^2) \quad (2.39 a)$$

$$J_{n\pm 1}(x\xi) = 2 e^{-\frac{1}{2}(x^2 + \xi^2)} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{(-1)^m n! (x\xi)^{n\pm 1} L_m^{n\pm 1}(x^2) L_m^{n\pm 1}(\xi^2)}{(m+n\pm 1)!} \quad (2.39 b)$$

(2.38) の近似解を求めるために, (2.39) の展開式の最初の $M+1$ 項だけを考慮した式を (2.38) に代入すると,

$$\sum_{m=0}^M a_m x^{n\pm 1} e^{-\frac{x^2}{2}} L_m^{n\pm 1}(x^2) = \vartheta \sum_{m=0}^M \sum_{r=0}^M b_{mr} (-1)^r a_r L_m^{n\pm 1}(x^2) x^{n\pm 1} e^{-\frac{x^2}{2}} \quad (2.40)$$

が得られる。ここで、

$$b_{mr} = \frac{2r!}{(m+n+1)!} \int_0^R L_m^{n+1}(\xi^2) L_r^{n+1}(\xi^2) e^{-\xi^2} \xi^{2(n+1)} d\xi \quad (2.41)$$

とおいている。(2.40)がすべての x の値について成立せねばならないから a_m に関する連立方程式

$$\sum_{m=0}^M \left\{ \delta_{mr} - (-1)^r b_{mr} \right\} a_m = 0, \quad r=0, 1, 2, \dots, M \quad (2.42)$$

が得られる。この方程式が“全て零”以外の根を持つためには係数の行列式が零でなければならないので、これから固有値 ϕ が求められる。固有値が決まると a_m が計算でき、これを(2.39b)に代入することにより固有関数が求まるので、ビームモードの界分布が決定できる。

集束体直径が有限であることによる回折損失 L_d は、

$$L_d = 20 \log_{10} \frac{1}{|g|} \quad (\text{dB}) \quad (2.43)$$

である。回折損失および界分布は R だけに関係していることが(2.39)から明らかである。 R は波長および集束体間隔で正規化された集束体半径である。図2.3は回折損失と R との関係を示す。図はGoubau等の計算結果⁽²⁾およびBeyer等の高次ビームモードについての計算結果⁽⁴⁾を示している。回折損失は R の増加に伴って急激に減少し、同じ R の値のときには高次ビームモードの方が低次ビームモードに比べて大きくなっている。最低次ビームモードである基本ビームモードの回折損失が最小である。

集束体の大きさを表わすのに上述の正規化半径 R のかわりにフレネル数 N

$$N = \frac{a^2}{2b\lambda} = \frac{R^2}{2\pi}$$

がよく使われる。図2.3の横軸にはフレネル数も同時に記入してある。

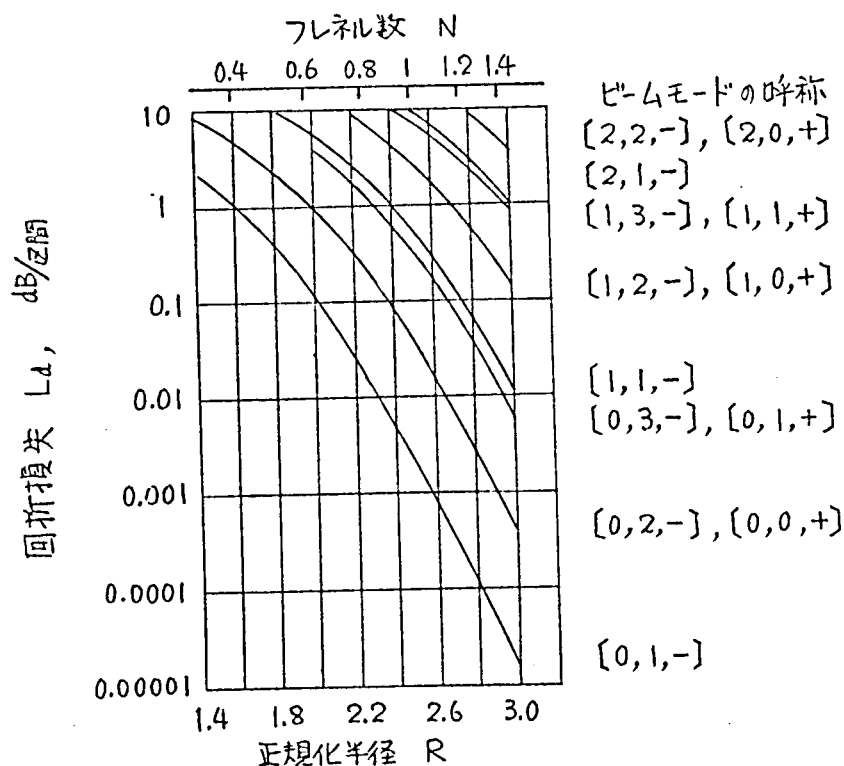


図 2.3 ビームモードの 1 区間当りの回折損失の計算値。文献(4)による。

2.3 むすび

集束伝送路用ロンチャの研究の準備として、従来行なわれた研究の成果を用いて集束伝送路を伝搬するビームモード波の電磁界分布についての表式を示した。さらに、集束体が有限の大きさのときに回折損失が生じること、回折損失は集束体の大きさとビームモードの次数とに密接な関係があり、同じビームモードの場合には集束体の寸法を大きくすることによって急激に回折損失が小さくなり、集束体の寸法が一定のときは高次ビームモードほど急激に大きな回折損失を示すことを述べた。このことから集束伝送路による低損失伝送を行なうには最も回折損失の少ない基本ビームモードを用いることになる。基本ビームモードは集束伝送路の伝搬軸上に直角な面内で一様な偏波方向を持っていること、振幅分布は伝搬軸上で最大値をとり径方向に半径の 2 乗の指数関数で減衰する Gauss 分布であることなどが知られている。

この章に出てきた数式は、この研究におけるロンチャの理論解析に必要である

3. 集束伝送路用ロンチャの高能率化の方法

集束伝送路用ロンチャの励振能率についての考え方を明確にし、一般的な考察を行なってロンチャの励振能率を記述する方法について述べる。また、ロンチャの高能率化と密接な関係にあるロンチャの放射特性について考察して、励振能率と放射特性との関係を調べる。

なお、3章から5章までは、基本ビームモードを伝搬させる集束伝送路を励振するためのロンチャについて考察する。すなわち、ロンチャは基本ビームモードを励振するためのものであると考える。

3.1 集束伝送路用ロンチャの励振能率

集束伝送路用ロンチャは集束伝送路に基本ビームモードを励振するためのものであって、ロンチャの励振能率はロンチャに供給された電力に対する集束伝送路に励振された基本ビームモード成分の電力の割合であると定義する。集束体の大きさが有限のとき高次ビームモードの回折損失が極めて大きいので、集束伝送路に励振された高次ビームモード成分の電力は、減衰が大きく集束伝送路による伝搬に寄与しないと考えるのである。

ロンチャの励振能率を次のように分けて考える⁽²⁶⁾ ことにする。ロンチャに供給された電力 P_t に対する集束伝送路に励振されたビームモード成分（基本ビームモードおよび高次ビームモードを含む）の電力 P_g の割合いで定義できる能率 η_g と、集束伝送路に励振されたビームモード成分の電力 P_g に含まれる基本ビームモード成分の電力 P_m の割合いで定義できる能率 η_m とに分ける。このとき、ロンチャの励振能率 η は

$$\eta = \eta_g \cdot \eta_m \quad (3.1)$$

で表わすことができる。ただし、

$$\left. \begin{aligned} \eta_g &= \frac{P_g}{P_t} \\ \eta_m &= \frac{P_m}{P_t} \end{aligned} \right\} (3.2)$$

である。このうち能率 η_g はロンチヤの形式と密接な関係を持っており、ロンチヤの形式が変わると考慮すべき要素が変わるといった性格のものであるが、ロンチヤ開口面にほぼ平面波を得るまでの段階での漏洩波、反射波あるいは抵抗損失などにより影響を受ける。これに反して、能率 η_m はロンチヤの形式などとほとんど関係なしに一般的に論じることができるものである。この論文では、能率 η_m を基本ビームモード励振能率と呼ぶことにする。

3.1.1 基本ビームモード励振能率

基本ビームモード励振能率はロンチヤ開口面に存在するビームモード波に含まれる基本ビームモード成分の割合いで計算できる。

ロンチヤ開口面および集束伝送路の集束体が図3.1に示すように配置されているものとする。ロンチヤ開口面および集束体は伝搬軸に垂直な面内で円形であり、ロンチヤ開口面半径が a_l 、集束体半径が a_p 、ロンチヤ開口面と最初の集束体との間隔が d 、集束体の間隔が $2b$ であるとする。座標系は図3.1に示すように、最初の集束体からみてロンチヤの側は距離 b だけ離れた点を原点とし、

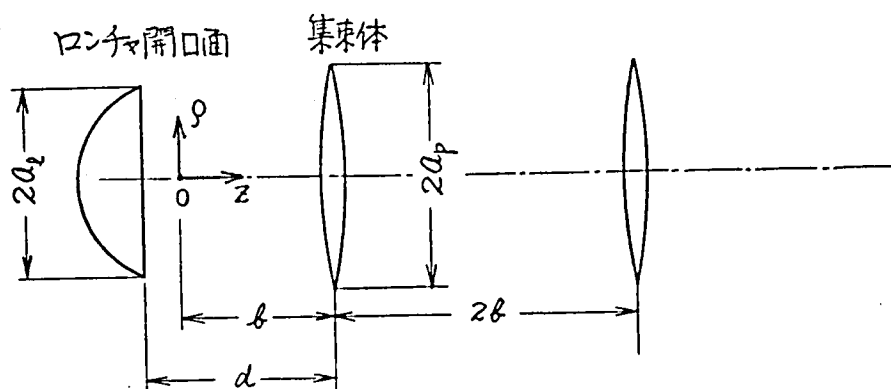


図3.1 ロンチヤ開口面と集束伝送路との配置

伝搬軸を z 軸とする円筒座標系 (ρ, ϕ, z) を設定する。ロンチャ開口面 $z=d$ の集束伝送路の基本ビームモードの電磁界分布は (2.6), (2.31) より

$$\left. \begin{aligned} E_\rho &= F_{0,0}(\rho, \ell-d) \cos \phi, & H_\rho &= \mp \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} F_{0,0}(\rho, \ell-d) \sin \phi \\ E_\phi &= F_{0,0}(\rho, \ell-d) \sin \phi, & H_\phi &= \pm \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} F_{0,0}(\rho, \ell-d) \cos \phi \\ E_z &= 0, & H_z &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (3.3)$$

となる。ここに $F_{0,0}(\rho, z)$ は基本ビームモードの界分布関数であって、

$$F_{0,0}(\rho, \ell-d) = F_{1,0}^{(-)}(\rho, \ell-d) = f_{0,0}(\rho, \ell-d) e^{-j\psi(\rho, \ell-d)} \quad (3.4)$$

$$f_{0,0}(\rho, \ell-d) = \frac{1}{\sqrt{1+v_d^2}} e^{-\frac{\chi^2}{1+v_d^2}} \quad (3.4a)$$

$$\psi(\rho, \ell-d) = \frac{v_d \chi^2}{1+v_d^2} \quad (3.4b)$$

$$\chi = \sqrt{\frac{k}{2\ell}} \rho \quad (3.4c)$$

$$v_d = \frac{\ell-d}{\ell} \quad (3.4d)$$

と表わせる。

いま、ロンチャ開口面上の界分布関数が

$$G_a(\rho, \phi) = g_a(\rho, \phi) e^{-j\varphi_a(\rho, \phi)}, \quad 0 \leq \rho \leq a_\ell \quad (3.5)$$

で与えられるとき、位相分布が基本ビームモードのそれに等しい場合、すなわち

$$\varphi_a(\rho, \phi) = \psi(\rho, \ell-d) \quad (3.6)$$

である場合について考える。

このロンチャ開口面上の電磁界をビームモードに展開したときの基本ビームモードの展開係数を求める。⁽²⁰⁾⁽²¹⁾

ロンチャ開口面上におけるビームモードの電磁界分布を

$$F_{n,m}^{(\pm)}(\varrho, \phi, t-d) = f_{n,m}^{(\pm)}(\varrho, \phi, t-d) e^{-j\psi(\varrho, t-d)} \quad (3.7)$$

と書き、各ビームモードの展開係数を $c_{n,m}^{(\pm)}$ とおくと、ロンチャ開口面界分布の展開式は

$$g_a(\varrho, \phi) = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{\pm} c_{n,m}^{(\pm)} f_{n,m}^{(\pm)}(\varrho, \phi, t-d) \quad (3.8)$$

と書ける。ただし、総和記号は $n=0, (-)$ の組合せのものを除いて加えることとする。(以下では断わりなしに使用する。)

(3.8) の両辺に $f_{i,j}^{(\pm)*}(\varrho, \phi, t-d)$ を掛けて、ロンチャ開口面が存在する面上で積分を行なう。

$$\begin{aligned} & \int_0^{a_e} \int_0^{2\pi} g_a(\varrho, \phi) f_{i,j}^{(\pm)*}(\varrho, \phi, t-d) d\phi \varrho d\varrho \\ &= \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{\pm} c_{n,m}^{(\pm)} \int_0^{a_e} \int_0^{2\pi} f_{n,m}^{(\pm)}(\varrho, \phi, t-d) f_{i,j}^{(\pm)*}(\varrho, \phi, t-d) d\phi \varrho d\varrho \end{aligned} \quad (3.9)$$

しかるに、ビームモードの直交性から

$$\begin{aligned} & \int_0^{a_e} \int_0^{2\pi} f_{n,m}^{(\pm)}(\varrho, \phi, t-d) f_{i,j}^{(\pm)*}(\varrho, \phi, t-d) d\phi \varrho d\varrho \\ &= \delta_{ni} \delta_{mj} \int_0^{a_e} \int_0^{2\pi} |f_{i,j}^{(\pm)}(\varrho, \phi, t-d)|^2 d\phi \varrho d\varrho \end{aligned} \quad (3.10a)$$

$$\int_0^{a_e} \int_0^{2\pi} f_{n,m}^{(\pm)}(\varrho, \phi, t-d) f_{i,j}^{(\mp)*}(\varrho, \phi, t-d) d\phi \varrho d\varrho = 0 \quad (3.10b)$$

である。ここで、

$$\delta_{ni} = \begin{cases} 1, & n=i \\ 0, & n \neq i \end{cases} \quad (3.11)$$

とする。したがって (3.9), (3.10) より展開係数は次式となる。

$$c_{i,j}^{(\pm)} = \frac{\int_0^{a_e} \int_0^{2\pi} g_a(\varrho, \phi) f_{i,j}^{(\pm)*}(\varrho, \phi, t-d) d\phi \varrho d\varrho}{\int_0^{a_e} \int_0^{2\pi} |f_{i,j}^{(\pm)}(\varrho, \phi, t-d)|^2 d\phi \varrho d\varrho} \quad (3.12)$$

ロンチャ開口面上のビームモード界分布 $g_a(\varrho, \phi)$ に含まれるビームモード $[j, i, \pm]$ の成分の電力の割合 $\eta_m^{[j,i,\pm]}$ は

$$\eta_m^{[j,i,\pm]} = \frac{\int_0^\infty \int_0^{2\pi} |c_{ij}^{(\pm)} f_{i,j}^{(\pm)}(\varrho, \phi, k-d)|^2 d\phi \varrho d\varrho}{\int_0^{a_e} \int_0^{2\pi} |g_a(\varrho, \phi)|^2 d\phi \varrho d\varrho} = \frac{\left| \int_0^{a_e} \int_0^{2\pi} g_a(\varrho, \phi) f_{i,j}^{(\pm)*}(\varrho, \phi, k-d) d\phi \varrho d\varrho \right|^2}{\int_0^{a_e} \int_0^{2\pi} |g_a(\varrho, \phi)|^2 d\phi \varrho d\varrho \int_0^\infty \int_0^{2\pi} |f_{i,j}^{(\pm)}(\varrho, \phi, k-d)|^2 d\phi \varrho d\varrho} \quad (3.13)$$

で表わされる。

基本ビームモード励振能率 η_m は $m=0, n=1, (-)$ とおけばよく, (3.3), (3.13) より

$$\eta_m = \frac{\left| \int_0^{a_e} \int_0^{2\pi} g_a(\varrho, \phi) \cdot \hat{e}_x f_{0,0}(\varrho, k-d) d\phi \varrho d\varrho \right|^2}{\int_0^{a_e} \int_0^{2\pi} |g_a(\varrho, \phi)|^2 d\phi \varrho d\varrho \int_0^\infty \int_0^{2\pi} |f_{0,0}(\varrho, k-d)|^2 d\phi \varrho d\varrho} \quad (3.14)$$

となる。ここで \hat{e}_x は $\phi=0$ 方向の単位ベクトルである。

(3.14) はロンチャ開口面上の電磁界分布, ロンチャの寸法, およびロンチャ開口面の位置における基本ビームモードの界分布によって基本ビームモード励振能率が決定されることを示している。この能率は集束体の寸法に関係なくロンチャ単独で決まるところに意味がある。そして, ロンチャ開口面上の電磁界分布が一様な偏波方向を持つ直線偏波であって交叉偏波成分が少なく, 集束伝送路の基本ビームモード界分布に近ずけば近づくほど, そしてロンチャの開口直径が大きくなればなるほど, 基本ビームモード励振能率が良くなることを示している。

いま, ロンチャ開口面上の界分布が基本ビームモード界分布と等しいときの基本ビームモード励振能率 η_m を計算すると,

$$\eta_m = \frac{\int_0^{a_e} |f_{0,0}(\varrho, k-d)|^2 \varrho d\varrho}{\int_0^\infty |f_{0,0}(\varrho, k-d)|^2 \varrho d\varrho} = 1 - e^{-2\pi N_L} \quad (3.15)$$

となる。ここで, N_L はロンチャ開口面直径のフレネル数であって,

$$N_l = \frac{1}{1 + \left(\frac{b-d}{f}\right)^2} \cdot \frac{a_l^2}{\lambda b} \quad (3.16)$$

で表わされる。

3.1.2 有効開口面形状と励振能率

集束伝送路用ロンチャを実現する方法として電磁ホーンと反射鏡との組合せを用いるとき、ロンチャ開口面上に障害物が存在する場合が考えられる。障害物の部分は開口面界分布の形成に有効に働かないので、ロンチャの励振能率に影響を与える。ここでは、障害物の形状が(1)ロンチャ開口面中央における円形、および(2)ロンチャ開口面中心を要とする幅の狭い扇形、の場合について障害物と励振能率との関係を調べる。なお、ロンチャ開口面直径が有限であることによる能率は(3.15)により求めることができるので、ここでは省略する。

3.1.2.1 ロンチャ開口面中央の円形ブロッキング

ロンチャと集束伝送路とが図3.1の位置関係にあり、各部の寸法はすべて前述の通りとする。いま、ロンチャ開口面の中央部に半径 a_b の円形障害物によるブロッキングが存在する図3.2の場合の基本ビームモード励振能率を求める。

このとき、(3.5)に示すロンチャ開口面上の界分布が

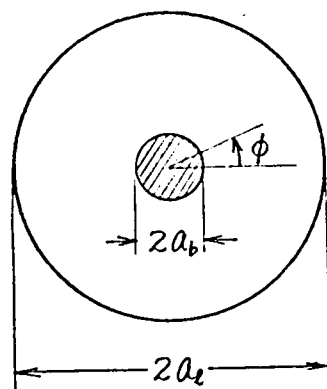


図3.2 ロンチャ開口面中央の円形ブロッキング

$$\begin{aligned} G_a^b(\rho, \phi) &= g_a^b(\rho, \phi) e^{-j\varphi_a(\rho, \phi)} \\ &= \begin{cases} g_a(\rho, \phi) e^{-j\varphi_a(\rho, \phi)} & \therefore a_b \leq \rho \leq a_l \\ 0 & 0 \leq \rho < a_b, \rho > a_l \end{cases} \quad (3.17) \end{aligned}$$

となったと考えられる。位相分布が基本ビームモードの位相分布に等しいとき、この界分布の基本ビームモード励振能率 η_m は (3.14) を導いたのと同じ方法を用いて、

$$\eta_m = \frac{\left| \int_{a_b}^{a_e} \int_0^{2\pi} g_a^b(\rho, \phi) \cdot \hat{e}_x f_{0,0}(\rho, \phi - d) d\phi \rho d\rho \right|^2}{\int_{a_b}^{a_e} \int_0^{2\pi} |g_a^b(\rho, \phi)|^2 d\phi \rho d\rho \int_0^\infty \int_0^{2\pi} |f_{0,0}(\rho, \phi - d)|^2 d\phi \rho d\rho} \quad (3.18)$$

となる。この能率はロンチャ開口面直径および中央部の"ブロッキング"の直径とロンチャ開口面界分布とによって決まる。

ここで、開口面上に円形ブロッキングが存在するときの開口面上に得るべき界分布の形について考察する。

ロンチャ開口面上に得るべき界分布を

$$g_a^b(\rho) = \begin{cases} \frac{1}{\sqrt{1+u_d^2}} e^{-\frac{1+\varepsilon}{1+u_d^2} \cdot \frac{k}{2b} \rho^2} & , a_b \leq \rho \leq a_e \\ 0 & , 0 \leq \rho < a_b, \rho > a_e \end{cases} \quad (3.19)$$

とおく。ここで、 ε は界分布の形を表わすパラメータであって、 $\varepsilon=0$ のときに基本ビームモード界分布を表わす。この開口面界分布を持つロンチャの基本ビームモード励振能率は

$$\eta_m(\varepsilon) = \frac{1+\varepsilon}{(1+\frac{\varepsilon}{2})^2} \cdot \frac{\left\{ e^{-2\pi(1+\frac{\varepsilon}{2})N_b} - e^{-2\pi(1+\frac{\varepsilon}{2})N_e} \right\}^2}{e^{-2\pi(1+\varepsilon)N_b} - e^{-2\pi(1+\varepsilon)N_e}} \quad (3.20)$$

となる。ただし、 N_b, N_e はそれぞれ"ブロッキング"の直径と開口面直径とのフレネル数であって、

$$N_b = \frac{1}{1+u_d^2} \cdot \frac{a_b^2}{\lambda b} \quad (3.21a)$$

$$N_e = \frac{1}{1+u_d^2} \cdot \frac{a_e^2}{\lambda b} \quad (3.21b)$$

である。

いま, N_b が N_e に比べて充分小さいときには, (3.20) の能率 $\eta_m(\varepsilon)$ を最大にする ε の値は $\varepsilon=0$ であることがわかる。このことから, 基本ビームモード励振能率に関する限り, 開口面中央部に円形ブロッキングを持つロンチャの開口面上に得るべき界分布の形は基本ビームモード界分布であることがわかった。ただし, ロンチャの励振能率全体を考えるとこのことは当てはまらない。(4.2.2項参照)

ロンチャ開口面上の界分布の形 $g_a(\rho, \phi)$ が基本ビームモード界分布に等しい場合について (3.18) を計算すると,

$$\eta_m = \frac{\int_{a_b}^{a_e} |f_{0,0}(\rho, \phi-d)|^2 \rho d\rho}{\int_0^\infty |f_{0,0}(\rho, \phi-d)|^2 \rho d\rho} = e^{-2\pi N_b} - e^{-2\pi N_e} \quad (3.22)$$

となる。この値にはロンチャ開口面直径が有限であるための能率も含まれているので, これを除くとロンチャ開口面中央の円形ブロッキングによる能率 η_{mb} として, (3.15) と (3.22) から

$$\eta_{mb} = \frac{e^{-2\pi N_b} - e^{-2\pi N_e}}{1 - e^{-2\pi N_e}} \approx e^{-2\pi N_b} \quad (3.23)$$

が得られる。この能率 η_{mb} は円形ブロッキングのフレネル数 N_b によって決まることがわかる。図3.3は能率 η_{mb} の計算結果である。

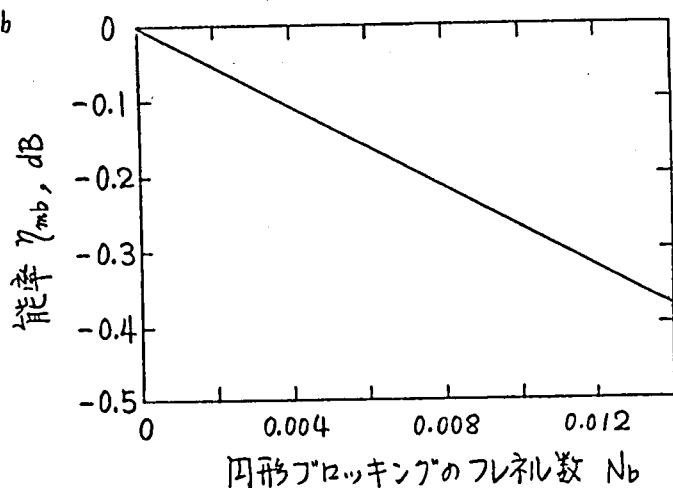


図3.3 ロンチャ開口面中央の円形ブロッキングに基づく能率 η_{mb} .

3.1.2.2 ロンチャ開口面上の扇形ブロッキング

ロンチャと集束伝送路が図3.1の位置関係にあり，各部の寸法はすべて前述の通りとする．ここでは，ロンチャ開口面上に開口面中心を要とする狭い広き角 $2\pi\delta$ (rad.) の扇形のブロッキングが n 個だけ存在する図3.4の場合の基本ビームモード励振能率を求める．

このときは，(3.5) に示すロンチャ開口面上の界分布が

$$G_a^s(\rho, \phi) = g_a^s(\rho, \phi) e^{-j\varphi_a(\rho, \phi)}$$

$$= \begin{cases} g_a(\rho, \phi) e^{-j\varphi_a(\rho, \phi)} & , \quad 0 \leq \rho \leq a_e, \quad 2\pi\frac{1}{n} \leq \phi \leq 2\pi(\frac{2}{n}-\delta) \\ & \vdots \\ & 2\pi\frac{n-1}{n} \leq \phi \leq 2\pi(1-\delta) \\ 0 & , \quad 0 \leq \rho \leq a_e, \quad 2\pi(\frac{1}{n}-\delta) \leq \phi \leq 2\pi\frac{1}{n} \\ & \vdots \\ & 2\pi(\frac{2}{n}-\delta) \leq \phi \leq 2\pi\frac{2}{n} \\ & \vdots \\ & 2\pi(1-\delta) \leq \phi \leq 2\pi \end{cases}$$

$$\rho > a_e, \quad 0 \leq \phi \leq 2\pi \quad (3.24)$$

となったことになる．位相分布が基本ビームモードの位相分布に等しいとき，この界分布の基本ビームモード励振能率 η_m は(3.14)において $g_a(\rho, \phi)$ を(3.24)の $g_a^s(\rho, \phi)$ と置きかえたものとなる．ロンチャ開口面上の界分布の形 $g_a(\rho, \phi)$ が基本ビームモード界分布に等しい場合について計算すると

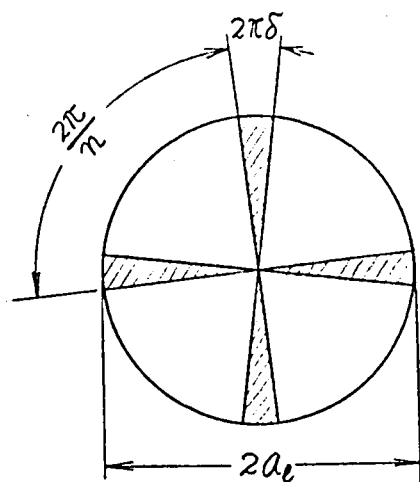


図3.4 ロンチャ開口面上の狭い開き角をもつ扇形ブロッキング．

$$\eta_m = (1-n\delta) \frac{\int_0^{a_e} |f_{0,0}(\rho, \phi-d)|^2 \rho d\rho}{\int_0^\infty |f_{0,0}(\rho, \phi-d)|^2 \rho d\rho} \quad (3.25)$$

となる．これにはロンチャ開口面直径が有限であるときの基本ビームモード励振

能率を含んでいるので，これを除いて開口面上の扇形ブロッキングによる能率 η_{ms} を取り出すと

$$\eta_{ms} = 1 - \eta\delta \quad (3.26)$$

が得られる。(3.26)はロンチャ開口面上の界分布が基本ビームモード界分布に等しいとき，この開口面上に存在する扇形ブロッキングによる基本ビームモード励振能率は，ブロッキングによる開口面積の変化率に等しいことを示している。

3.1.3 開口面界分布誤差による励振能率

ロンチャ開口面上の電磁界分布と基本ビームモード励振能率との関係は(3.14)で与えられるが，ロンチャ開口面上の界分布に微小な乱れが存在する場合には，これを平均的な滑らかな界分布とそれからの偏差とに分けて考えた方が問題が簡単化される上に，実際のロンチャに適用するのにも便利である。ここでは，ロンチャ開口面界分布の微小な乱れと基本ビームモード励振能率との関係を簡単なモデルについて考察する。

ロンチャ開口面上に偏波方向の一様な電磁界分布が存在し，その界分布関数が

$$G_a(\rho, \phi) = g_a^r(\rho, \phi) e^{-j\psi(\rho, \phi-d)} e^{\frac{2.3}{20} w_A \cos(2\pi \frac{\rho}{l_A} + \theta_A)} e^{jw_p \cos(2\pi \frac{\rho}{l_p} + \theta_p)}, \quad (3.27)$$

なる形で表わされるものとする。ここで，界分布の微小な乱れはすべて径方向に正弦波状に起こるものとし，振幅分布の微小な乱れの振幅が w_A (dB)，そのピッチが l_A であるとし，位相分布の微小な乱れの振幅が w_p (rad.)，そのピッチが l_p であるとする。(3.27)を(3.14)に代入することにより，この場合の基本ビームモード励振能率 $\eta_m(w_A, w_p; l_A, l_p)$ が次式で得えられる。

$$\eta_m(w_A, w_p; l_A, l_p) = \frac{\left| \int_0^{a_e} \int_0^{2\pi} g_w(\rho, \phi) f_{0,0}(\rho, \phi-d) d\phi \rho d\rho \right|^2}{\int_0^{a_e} \int_0^{2\pi} |g_w(\rho, \phi)|^2 d\phi \rho d\rho \int_0^\infty \int_0^{2\pi} |f_{0,0}(\rho, \phi-d)|^2 d\phi \rho d\rho} \quad (3.28)$$

ここで,

$$g_w(\rho, \phi) = g_a^r(\rho, \phi) e^{\frac{2.3}{20} w_A \cos\left(2\pi \frac{a_e}{l_A} + \theta_A\right)} e^{j w_P \cos\left(2\pi \frac{a_e}{l_P} + \theta_P\right)} \quad (3.29)$$

とおいている。

(3.28) で求められる基本ビームモード励振能率は、平均的な界分布についての能率と界分布に微小な乱れが存在することによる能率への影響とを含めたものである。界分布の微小な乱れが励振能率に及ぼす影響 η_r は次式で求めることができる。

$$\eta_r = \frac{\eta_m(w_A, w_P; l_A, l_P)}{\eta_m(0, 0; 0, 0)} \quad (3.30)$$

平均的な界分布 $g_a^r(\rho, \phi) e^{-j\psi(\rho, \phi)}$ が基本ビームモード界分布に等しい場合について数値計算を行ない、界分布の微小な乱れによる能率 η_r を求めた。図3.5 (a) は振幅分布の微小な乱れに基づく能率を示し、図3.5 (b) は位相分布の微小な乱れに基づく能率を示している。これらの能率は微小な乱れの振幅だけでなく、そのピッチの影響も受ける。変動のピッチがロンチャ開口半径の5分の1以下になるとピッチの影響はないが、ピッチが長いときはピッチの影響が大きい。微小な乱れの振幅が一定のとき、ピッチが長くなるに従って界分布の微小な乱れに基づく能率は良くなる。

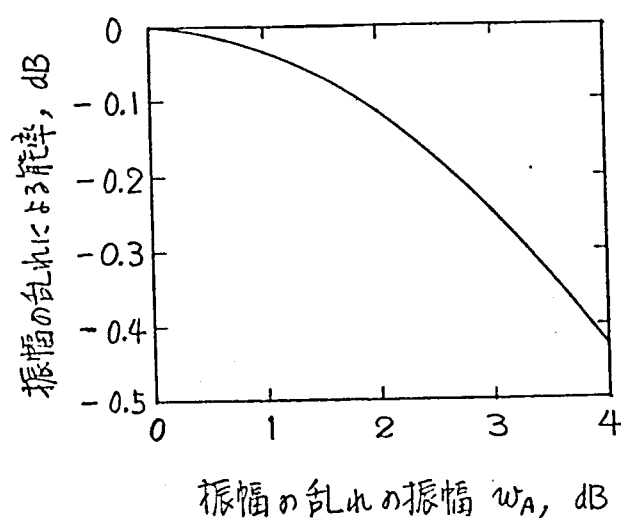
(3.27) の界分布において、界分布の微小な乱れの振幅の標準偏差は振幅分布と位相分布の場合にそれぞれ σ_A , σ_P とすると、

$$\sigma_A = \frac{w_A}{\sqrt{2}} \quad (3.31)$$

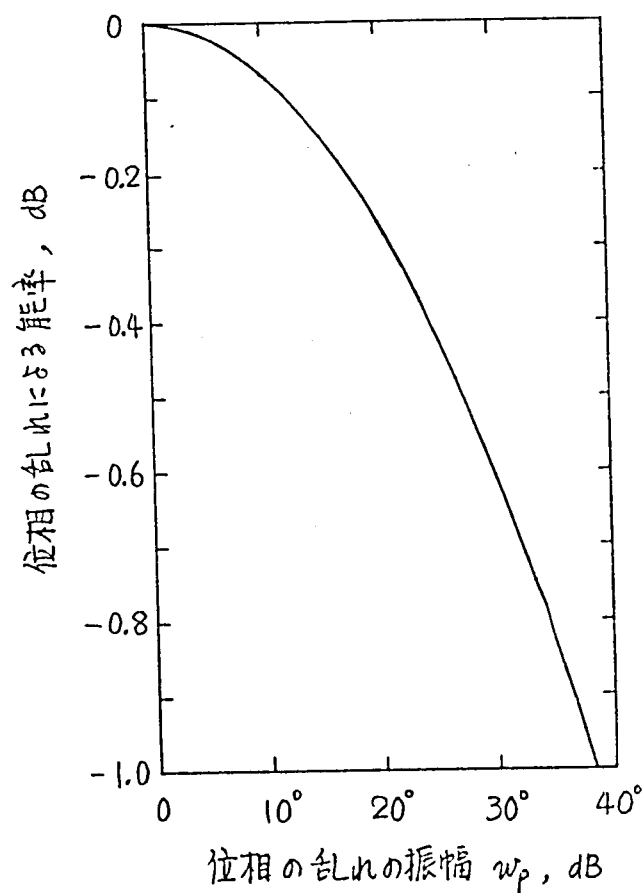
$$\sigma_P = \frac{w_P}{\sqrt{2}}$$

であることがわかる。

なお、位相分布の微小な乱れによる励振能率は、変動のピッチ ℓ_p が短いときは、開口アンテナの開口面位相誤差による開口能率への寄与と同じ値となることがわかった。



(a) 振幅分布の乱れに基づく能率



(b) 位相分布の乱れに基づく能率

図3.5 開口面界分布の乱れに基づく能率

3.2 集束伝送路用ロンチャの放射特性

集束伝送路は電磁波を低損失に伝送できるとともに、集束伝送路から外に漏れる漏洩波が少ないという特徴を持っている。このことを利用すれば、準ミリ波やミリ波における無線中継回線が輻輳する場所に集束伝送路を設置することによって、回線相互間の干渉の少ない良質の無線回線を実現することが可能となる。集束伝送路から外部空間への漏洩波の問題に関する研究は、筆者の知るかぎり、ないので、集束伝送路からの漏洩波について考察を行ない、ついで集束伝送路用ロンチャの放射特性と集束伝送路からの漏洩波との関係をいくつかの数値例について述べる。

3.2.1 集束伝送路からの漏洩

3.2.1.1 ビームモード照射の円形開口からの放射

集束伝送路からの漏洩波を調べるために、円形開口面 Σ にビームモード界分布が存在するとき、この電磁界分布からの遠距離放射パターンを計算し、開口面の大きさと放射パターンとの関係を求める。

集束伝送路における二つの集束体の中間点を原点とし集束伝送路の軸を z 軸とする円筒座標系 (ρ, ϕ, z) を図3.6のように定める。 z 軸に垂直な断面 $z=z_1$ に円形開口が存在するものとすれば、この集束伝送路のビームモード界分布が円形開口の位置で持つ界分布は(2.27)、(2.28)および(2.29)で表わされる。

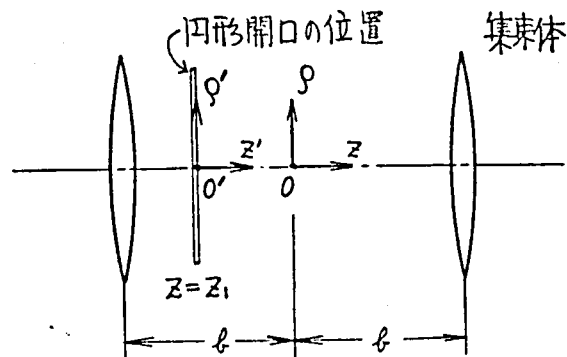


図3.6 集束伝送路における円形開口の位置

いま、 x 軸が $\phi=0$ である直角座標系 (x, y, z) をとるとき、界分布は

$$\begin{aligned} E_{n,m}^{(\pm)} &= E_{x,n,m}^{(\pm)} \hat{e}_x + E_{y,n,m}^{(\pm)} \hat{e}_y \\ H_{n,m}^{(\pm)} &= \pm \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} \hat{e}_z \times E_{n,m}^{(\pm)} \end{aligned} \quad (3.32)$$

となる。ただし、

$$\begin{aligned} E_{x,n,m}^{(\pm)} &= F_{n,m}^{(\pm)}(\rho, z_1) \cos(n\pm 1)\phi \\ E_{y,n,m}^{(\pm)} &= F_{n,m}^{(\pm)}(\rho, z_1) \sin(n\pm 1)\phi \end{aligned} \quad (3.33)$$

であって、 \hat{e}_x, \hat{e}_y はそれぞれ x 軸、 y 軸方向の単位ベクトルとする。

図3.7のように円形開口面の中心を原点とする新しい円筒座標系 (ρ, ϕ, z) を設定する。円形開口の半径を a 、開口面の中央に円形ブロッキングが存在するときその半径を a_b とし、この開口面上に (3.32) の界分布が存在するときの遠距離放射電界 E_s は、

$$E_s = -\frac{jk}{4\pi R} e^{-jkR} R_1 \times \int_{a_b}^a \int_0^{2\pi} \{ n \times E_{n,m}^{(\pm)} - R_1 \times [n \times (\$ \times E_{n,m}^{(\pm)})] \} e^{jk\rho R_1} d\phi' d\rho' \quad (3.34)$$

である。⁽³⁶⁾ ここで、 n は開口面の法線方向の単位ベクトル、 $\$$ は開口面での等位相面の法線方向の単位ベクトル、 R_1 は開口中心から観測点方向に向く単位ベクトル、 ρ は開口中心から開口面上の点までのベクトルである。各ベクトルの x, y, z 成分は次の通りである。

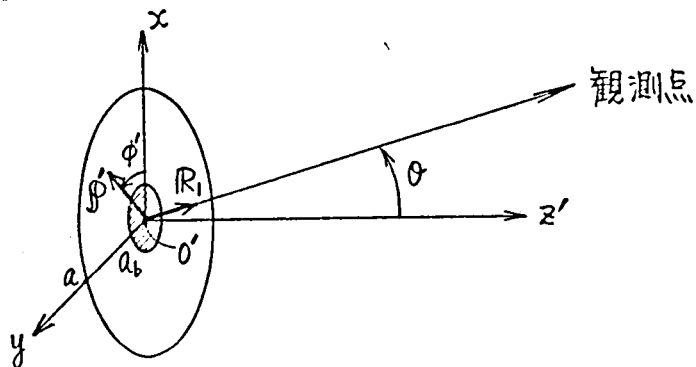


図3.7 中央に円形ブロッキングを持つ円形開口と座標系

$$\left.
 \begin{aligned}
 R_1 &= \sin \theta \cos \phi \, \hat{e}_x + \sin \theta \sin \phi \, \hat{e}_y + \cos \theta \, \hat{e}_z \\
 n &= \hat{e}_z \\
 \rho &= \rho' R_1 = \rho' \cos \phi' \, \hat{e}_x + \rho' \sin \phi' \, \hat{e}_y \\
 S &= \frac{1}{R} \cdot \frac{\partial \Psi}{\partial x'} \hat{e}_x + \frac{1}{R} \cdot \frac{\partial \Psi}{\partial y'} \hat{e}_y + \sqrt{1 - \frac{1}{R^2} \left\{ \left(\frac{\partial \Psi}{\partial x'} \right)^2 + \left(\frac{\partial \Psi}{\partial y'} \right)^2 \right\}} \hat{e}_z
 \end{aligned}
 \right\} \quad (3.35)$$

(3.32), (3.33), (3.35) を (3.34) に代入して遠距離放射電界を求めると

$$E_s = -\frac{jR}{4\pi R} e^{-jR/R} \left\{ S_{n,m}^{(\pm)} R_1 \times (n \times N) + S_{n,m}^{(\pm)}(s_z) R_1 \times (R_1 \times N) \right\} \quad (3.36)$$

となる。ただし、

$$S_{n,m}^{(\pm)} = 2\pi j^{n\pm 1} \int_{a_b}^a F_{n,m}^{(\pm)}(\rho', z_1) J_{n\pm 1}(k\rho' \sin \theta) \rho' d\rho' \quad (3.36a)$$

$$S_{n,m}^{(\pm)}(s_z) = 2\pi j^{n\pm 1} \int_{a_b}^a s_z F_{n,m}^{(\pm)}(\rho', z_1) J_{n\pm 1}(k\rho' \sin \theta) \rho' d\rho' \quad (3.36b)$$

$$N = \hat{e}_x \cos(n\pm 1)\phi \pm \hat{e}_y \sin(n\pm 1)\phi \quad (3.36c)$$

とされている。 s_z は単位ベクトル S の z 方向成分である。

観測点を極座標系 (r, θ, ϕ) で表わしたときの放射電界の各方向成分は次式で表わされる。

$$\left.
 \begin{aligned}
 E_{sr} &= R_1 \cdot E_s = 0 \\
 E_{s\theta} &= (R_0 \cos \theta - n \sin \theta) \cdot E_s \\
 &= \frac{jR}{4\pi R} e^{-jR/R} \left\{ S_{n,m}^{(\pm)} + S_{n,m}^{(\pm)}(s_z) \cos \theta \right\} \cos n\phi \\
 E_{s\phi} &= (n \times R_0) \cdot E_s \\
 &= \pm \frac{jR}{4\pi R} e^{-jR/R} \left\{ S_{n,m}^{(\pm)} \cos \theta + S_{n,m}^{(\pm)}(s_z) \right\} \sin n\phi
 \end{aligned}
 \right\} \quad (3.37)$$

ただし、

$$R_0 = \hat{e}_x \cos \phi + \hat{e}_y \sin \phi \quad (3.37a)$$

を使用している。

計算例

基本ビームモードで照射された円形開口からの遠距離放射パターンの計算例を求めた。集束体間隔が $2b = 20,000\lambda$ の集束伝送路のモデルを考える。 $(\lambda$ は波長)

図3.8は円形開口の中央に円形ブロッキングが存在しない場合の放射パターンである。図の曲線(1), (2), (3)は開口の位置が $z=0$, すなわち開口面とでの位相が均一分布である場合について, 開口直径がそれぞれ $2a = \infty, 283\lambda, 200\lambda$ のときの放射パターンを示す。図の曲線(4)は開口の位置が $z=-b$ にある場合で開口直径が $2a = 283\lambda$ のときの放射パターンである。曲線(3)と(4)とは,

集束体間隔 $2b = 20,000 \lambda$

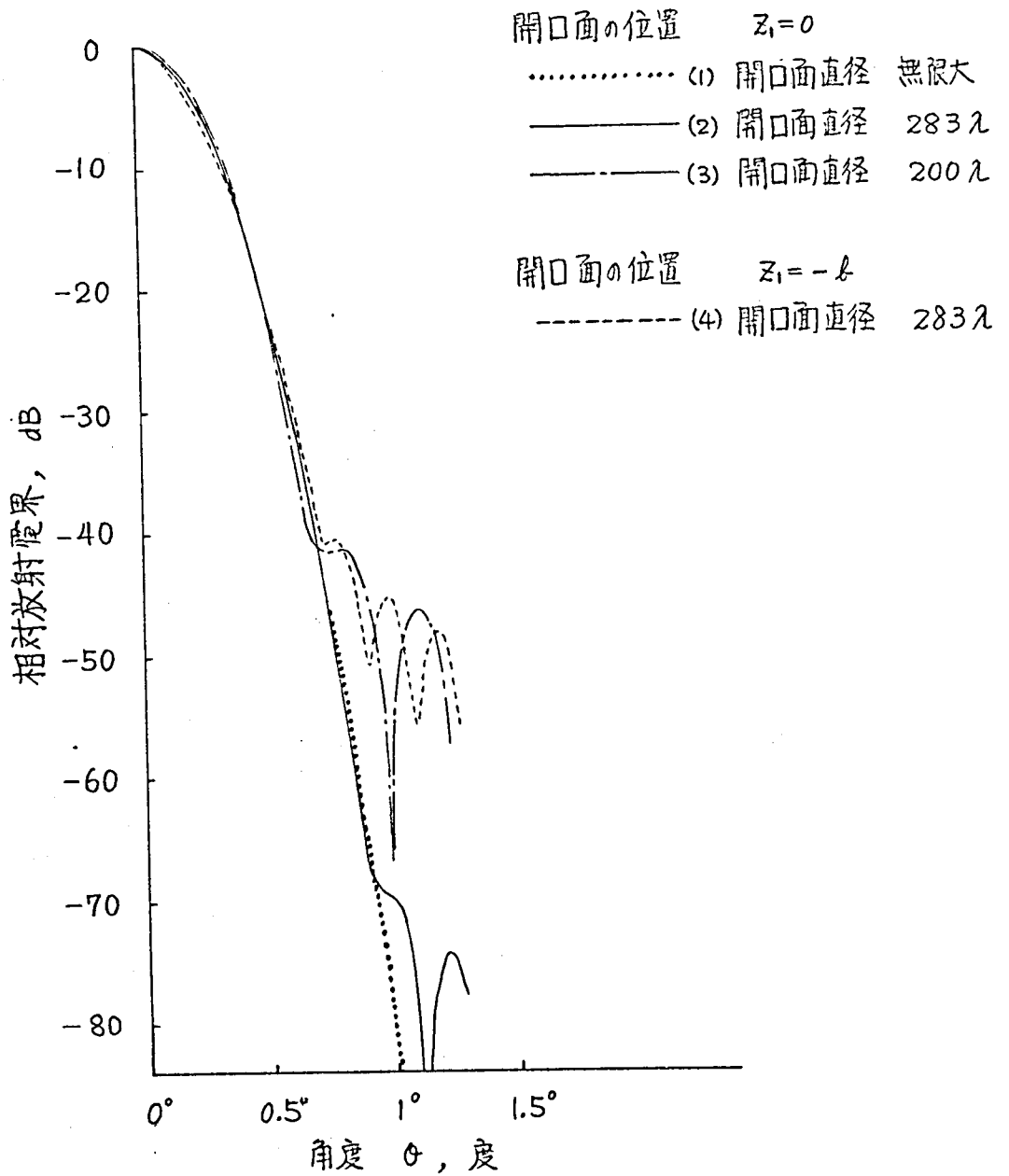


図 3.8 基本ビームモード照射の円形開口からの放射パターン

ほぼ同程度のサイドローブレベルを示している。これは、基本ビームモード界分布の $z=0$ と $z=-b$ での形が、(3.4) によってそれぞれ

$$\left. \begin{aligned} F_{0,0}(\rho, 0) &= e^{-\frac{k}{2b}\rho^2} & , \text{ at } z=0 \\ F_{0,0}(\rho, -b) &= \frac{1}{\sqrt{2}} e^{-\frac{k}{4b}\rho^2} & , \text{ at } z=-b \end{aligned} \right\} \quad (3.38)$$

と表わされ、 $z=-b$ における界分布の方が $z=0$ における界分布よりも $\sqrt{2}$ 倍だけ広がっていることに起因する。すなわち、曲線 (3) を与える開口と曲線 (4) を与える開口とは、その周縁における界強度および開口面内に含まれる電力の割合が同じになっているのである。このことから、基本ビームモードで照射された円形開口の放射パターンのサイドローブレベルは円形開口の周縁における界強度によって決まることがわかる。図 3.9 はこの関係を示すものであって、横軸には開口の周縁における界強度を表わす値 $\frac{1}{1+U_1^2} \cdot \frac{a^2}{\lambda b}$ をとり、縦軸には放射パターンのサイドローブレベルをとっている。なお、横軸は (3.21) に述べたフレネル数にほかならない。

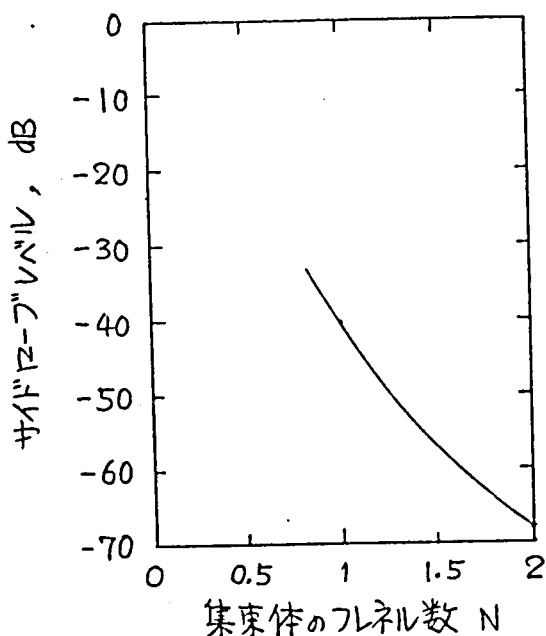


図 3.9 集束体のフレネル数と放射パターンのサイドローブレベル。

図3.10 は中央部に円形ブロッキングが存在する円形開口を基本ビームモードで照射した場合の遠距離放射パターンを示している。図の曲線(1), (2)は開口の位置が $z=0$ であって、開口直径がそれぞれ $2a=200\lambda$, $2a_b=16\lambda$; $2a=160\lambda$, $2a_b=20\lambda$ の場合の放射パターンを示す。

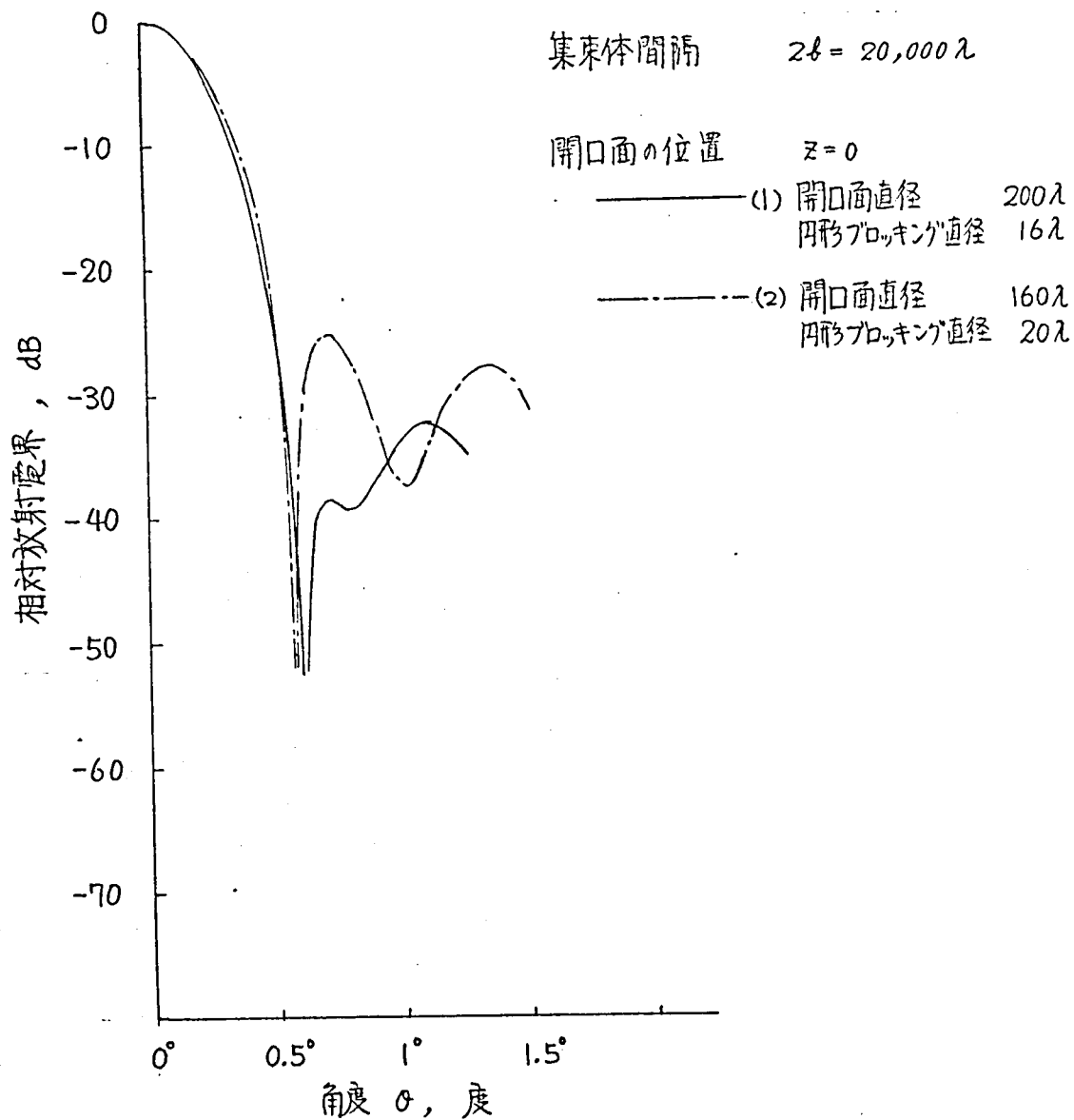


図 3.10 基本ビームモード照射の円形開口からの放射パターン
(開口面中央に円形ブロッキングのある場合)

3.2.1.2 ビームモード照射の円形開口からのフレネル領域放射

前項と同じく図3.6における断面 $z=z_1$ にある円形開口面にビームモード界分布が存在するとき、この電磁界分布によるフレネル領域における放射電磁界を計算する。

図3.11 に示すように断面 $z=z_1$ に開口面直径が $2a$ の円形開口があり、その中心を原点とする円筒座標系 (ρ', ϕ', z) をとる。円形開口の中央には直径 $2a_b$ の円形ブロッキングが存在しているとす。円形開口から距離 d だけ離れた断面内における放射電界は (3.34) でフレネル近似を用いて

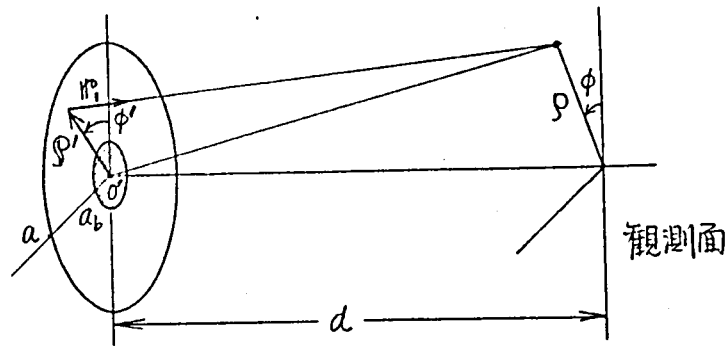


図3.11 中央に円形ブロッキングを持つ円形開口とフレネル領域にある観測面との関係 および座標系。

$$\mathbf{E}_f = \frac{jR}{4\pi d} e^{-jR(d + \frac{\rho^2}{2d})} \left\{ T_{n,m}^{(\pm)} \mathbf{H}_1 \times (\mathbf{e}_z \times \mathbf{N}) + T_{n,m}^{(\pm)}(S_2) \mathbf{H}_1 \times (\mathbf{H}_1 \times \mathbf{N}) \right\} \quad (3.39)$$

となる。ただし、

$$T_{n,m}^{(\pm)} = 2\pi j^{n\pm 1} \int_{a_b}^a F_{n,m}^{(\pm)}(\rho', z_1) e^{-j\frac{k}{2d}\rho'^2} J_{n\pm 1}\left(\frac{k\rho\rho'}{d}\right) \rho' d\rho' \quad (3.39a)$$

$$T_{n,m}^{(\pm)}(S_2) = 2\pi j^{n\pm 1} \int_{a_b}^a S_2 F_{n,m}^{(\pm)}(\rho', z_1) e^{-j\frac{k}{2d}\rho'^2} J_{n\pm 1}\left(\frac{k\rho\rho'}{d}\right) \rho' d\rho' \quad (3.39b)$$

$$\mathbf{N} = \mathbf{e}_{\rho'} \cos n\phi - \mathbf{e}_{\phi'} \sin n\phi \quad (3.39c)$$

であって、 \mathbf{H}_1 は開口面上の点から観測点に向く単位ベクトルである。

観測面上での放射電界の成分は

$$\left. \begin{aligned} E_{f\theta} &= \frac{jk}{4\pi d} e^{-jk(d + \frac{\rho^2}{2d})} \{ T_{n,m}^{(\pm)} + T_{n,m}^{(\pm)}(s_2) \} \cos n\phi \\ E_{f\phi} &= \frac{jk}{4\pi d} e^{-jk(d + \frac{\rho^2}{2d})} \{ T_{n,m}^{(\pm)} + T_{n,m}^{(\pm)}(s_2) \} \sin n\phi \\ E_{fz} &= 0 \end{aligned} \right\} (3.40)$$

で求めることができる。

一例として、基本ビームモードで照射された円形開口からのフレネル領域での放射電界分布を計算した。集束体の間隔が $2b = 20,000\lambda$ の集束伝送路を考え、円形開口面が図3.6の $z=0$ の位置にあり、観測面は $z=b$ の位置、すなわち集束体の位置である場合について計算した。図3.12は計算結果を示す。図の曲線(1)は開口面中央にブロッキングが存在しない場合の放射電界分布であって、円形開口直径が $2a = 200\lambda$ のものである。図の曲線(2), (3)は開口面中央にブロッキングが存在する場合であって、円形開口とブロッキングの直径がそれぞれ、 $2a = 200\lambda$ 、 $2a_b = 16\lambda$ および $2a = 160\lambda$ 、 $2a_b = 20\lambda$ のときの放射電界分布である。

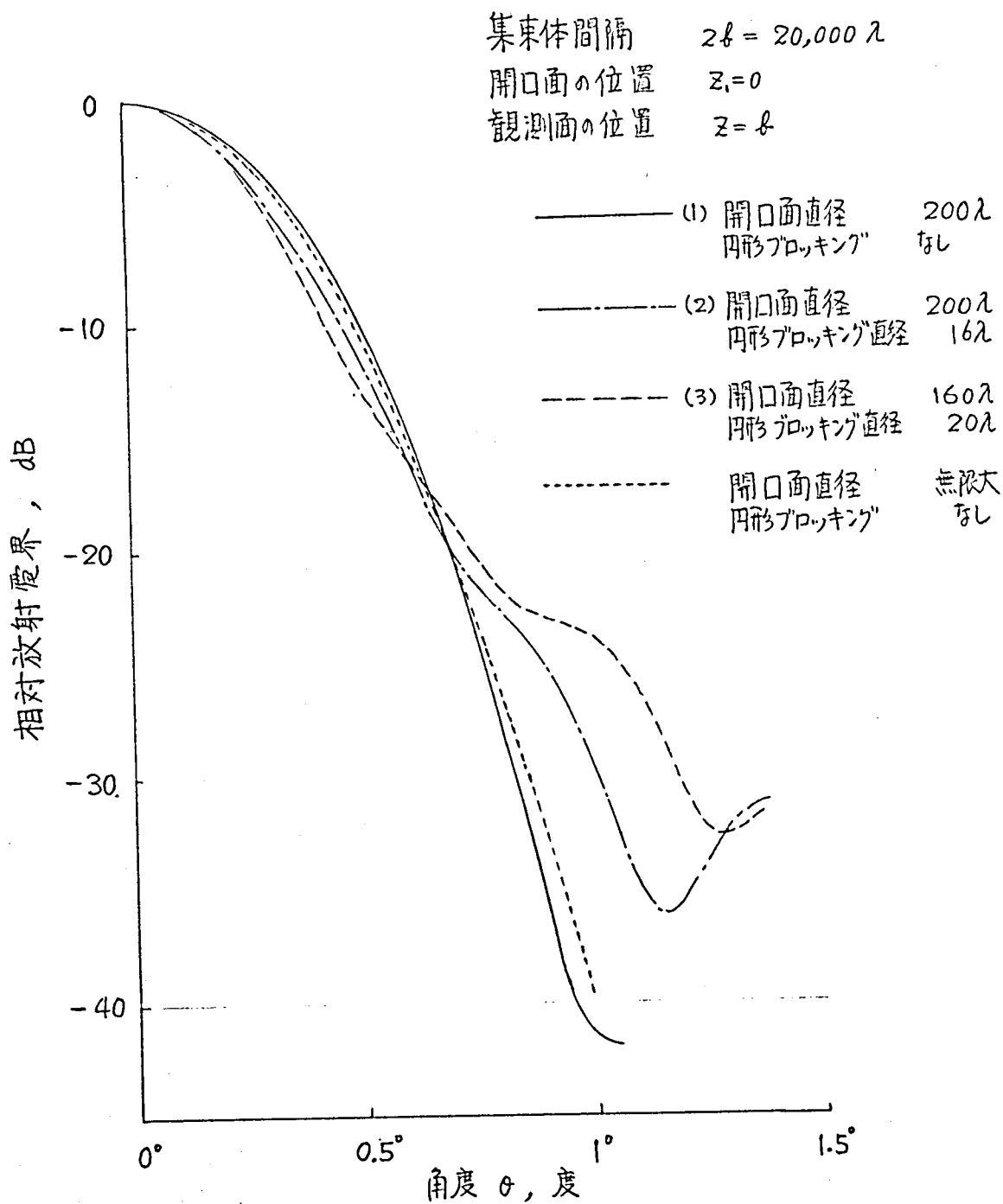


図 3.12 基本ビームモード照射の円形開口からのフレネル領域放射電界

3.2.1.3 集束伝送路からの漏洩放射

集束伝送路を基本ビームモード成分の電磁波が伝搬しているとき、集束伝送路の外に漏洩する電磁波の強度について調べる。

有限の大きさの集束体で構成される集束伝送路の一つの集束体に、図3.13に示すように、基本ビームモード波が入射する場合を考える。このとき、次の集束体の位置における界分布は(3.40)で求めることができ、図3.13の波面①を持っている。この界分布のうち、集束体に当たる部分は集束体によって位相補償を受け、集束体に当たらない部分はそのまま、集束体通過直後の位置での界分布を形成し、これは図の波面②をもつ。この波面②を持つ界分布からの遠距離放射パターンを求める。

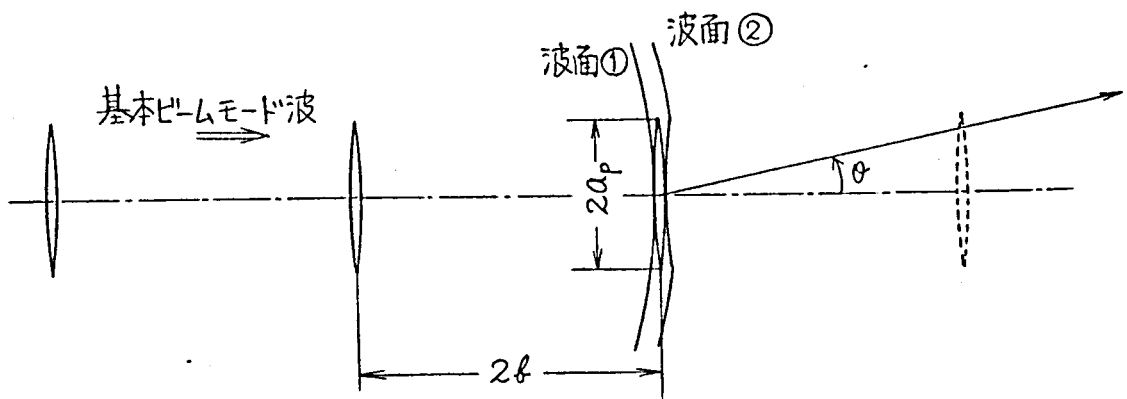


図3.13 集束伝送路の漏洩放射特性の計算モデル。

図3.14は集束伝送路の集束体間隔が $2b = 20,000\lambda$ で、集束体直径が $2a = 283\lambda$, 255λ の場合の計算結果である。

この遠距離放射パターンのサイドローブレベルは、集束体に基本ビームモード波が入射したときのサイドローブレベルとほぼ同じ値を示している。

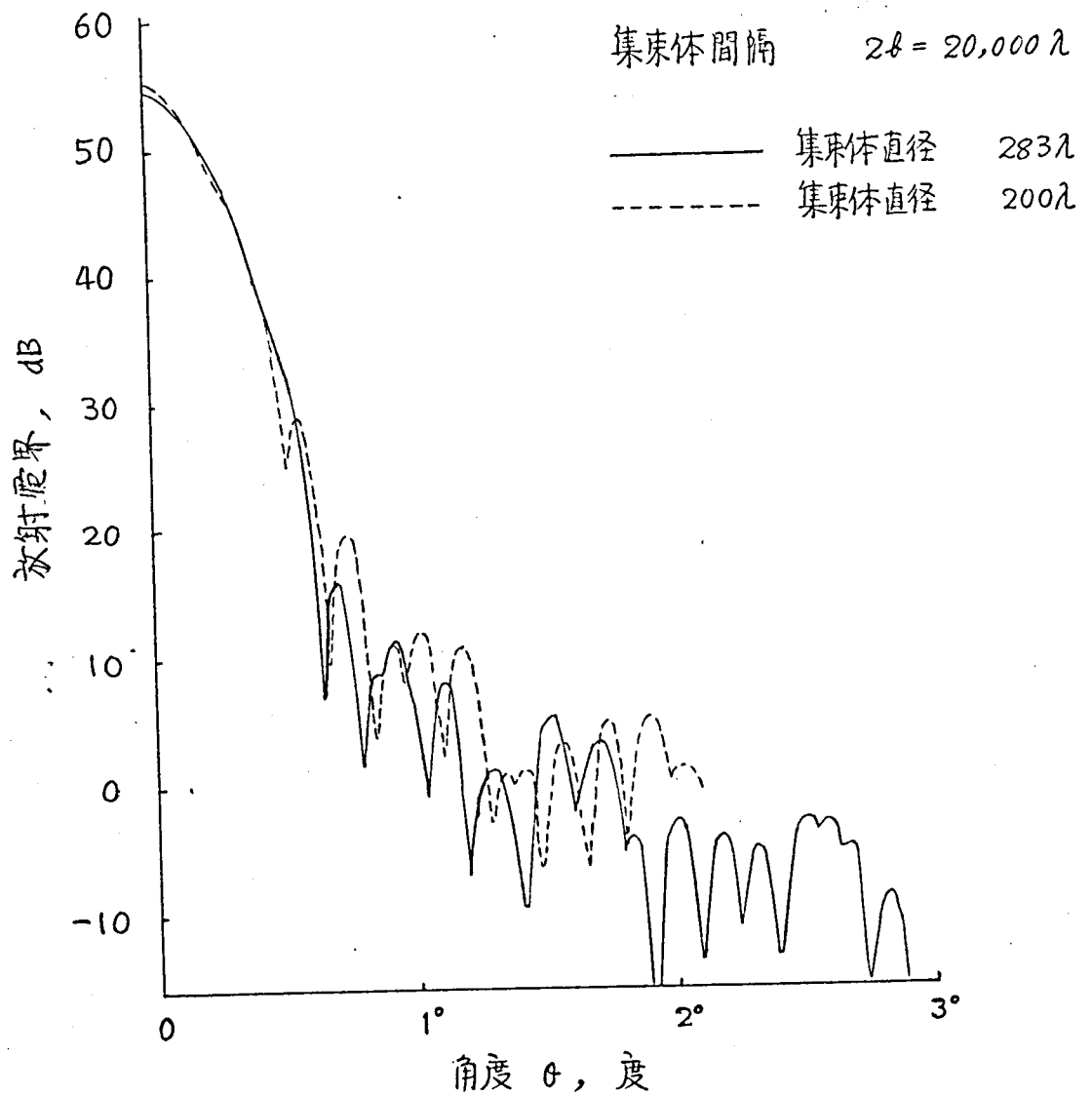


図 3.14 集束伝送路の基本ビームモード波の放射パターン
 (完全無指向性放射レベルを 0 dB とする.)

3.2.2 集束伝送路用ロンチャの放射特性

集束伝送路を伝搬する基本ビームモード波から集束伝送路の外に漏れる漏れ波のレベルが小さいので、集束伝送路用ロンチャの放射特性が集束伝送路からの漏れ波に大きく影響するものと考えられる。

まず、ロンチャ単独の放射特性について述べる。ロンチャ開口面が円形であって、これが集束伝送路の基本ビームモード界分布と等しい界分布で励振されているときの放射パターンは(3.37)で与えられる。また、最初の集束体の位置での放射界分布は(3.40)で与えられる。これらの計算例を図3.8、図3.10および図3.12に示したが、ロンチャ開口面直径が小さくなるほど、また、開口面中央の円形ブロッキングが大きくなるほど、放射パターンのサイドローブレベルが上昇したり、界分布の乱れが大きくなったりする。

つぎに、ロンチャから放射された電磁波が集束体によって位相補償を受けたものの界分布による放射パターンについて調べる。図3.15に示すようにロンチャと集束体を配置し、ロンチャ開口面上に基本ビームモード界分布に等しい界分布を与える。このときの集束体の位置での界分布を求め、集束体によって位相補償を受けた界分布による遠距離放射パターンを求める。

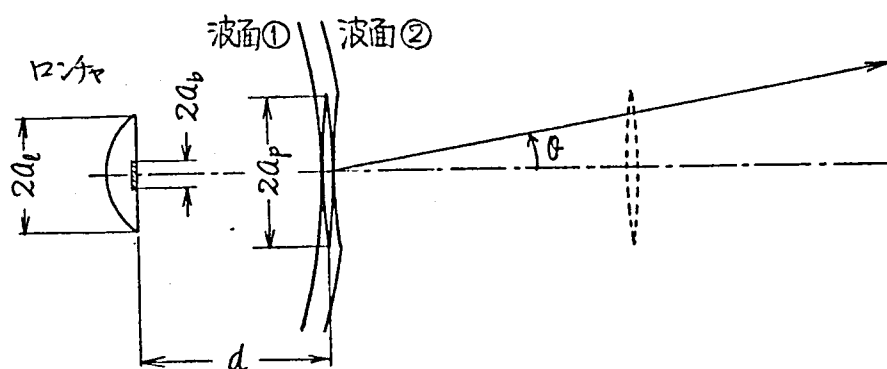


図 3.15 ロンチャの放射特性の計算モデル。

図3.16は計算結果であって、図3.16(a)はロンチャ開口面中央にブロッキングがない場合の放射パターンを示し、図3.16(b)はロンチャ開口面中央に円形ブロッキングが存在する場合の放射パターンを示す。これらの図にはそれぞれロンチャ単独の場合の放射パターンを同時に記してあるが、サイドローブレベルなどはロンチャ単独の場合とほとんど同じ値を示している。このことから、ロンチャ単独の放射レベルから漏洩波のレベルを知ることができる。

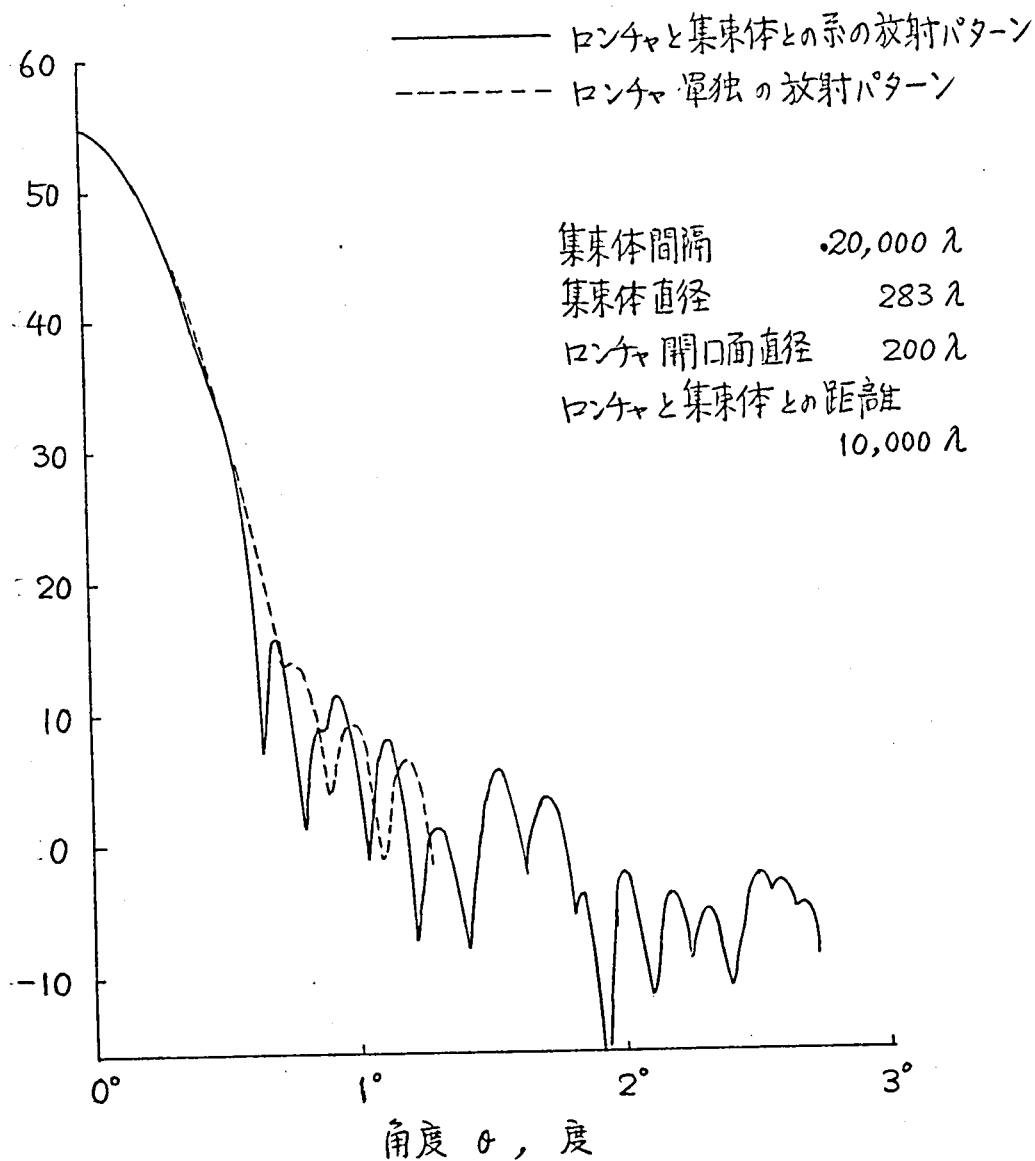


図 3.16 ロンチャと集束体とで構成される系からの放射パターン
 (a) ロンチャ開口面上に円形ブロッキングのない場合
 (完全無指向性放射レベルを 0 dB とする。)

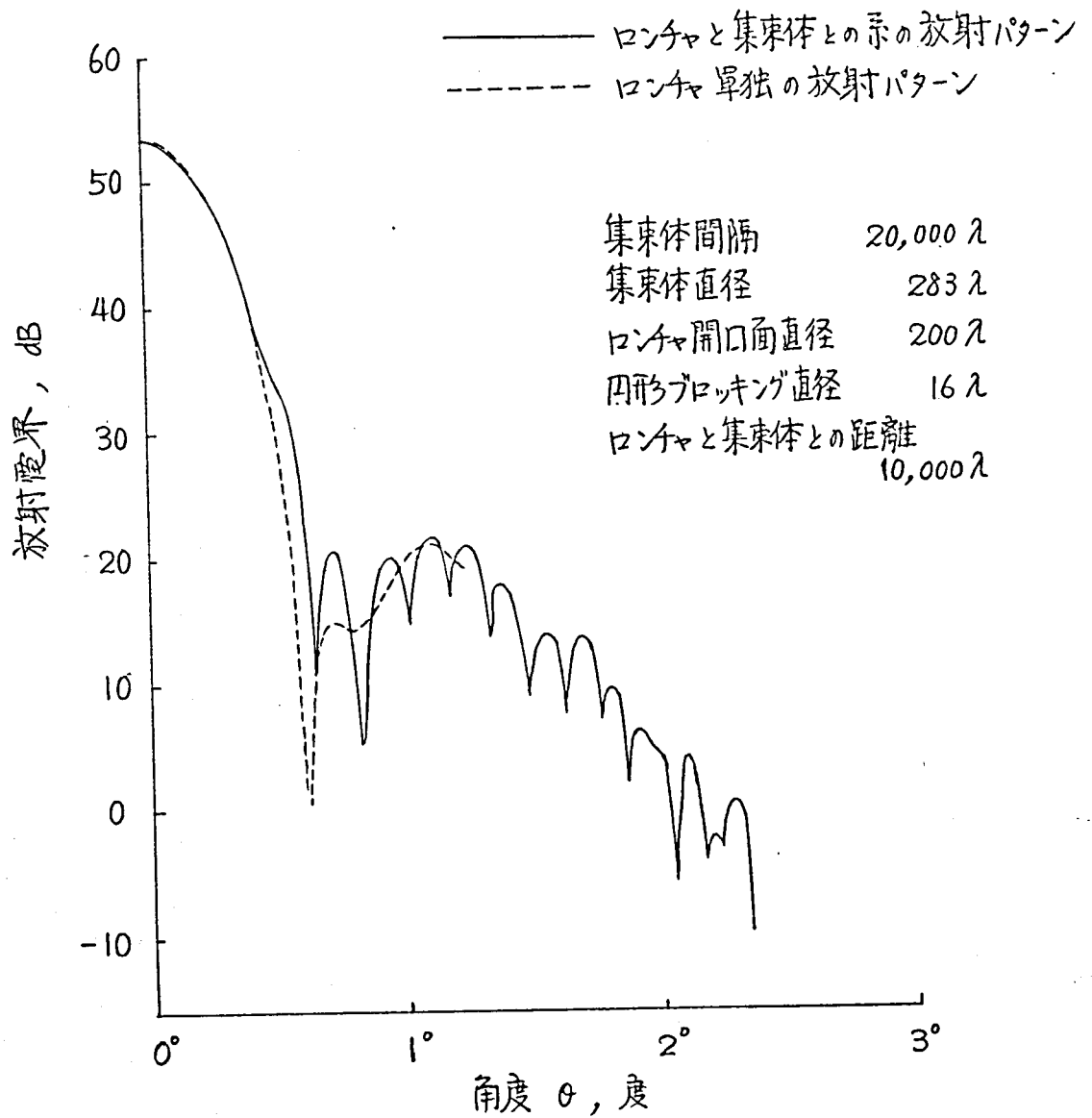


図 3.16 つづき

(b). ロンチャ開口面中央に円形ブロッキングのある場合
 (完全無指向性放射レベルを 0 dB とする。)

3.3 むすび

集束伝送路用ロンチヤの励振能率について考察を行ない、ロンチヤ開口面上に集束伝送路のビームモード界分布を得るまでの段階における能率と、ロンチヤ開口面に得られたビームモード界分布に含まれる基本ビームモード成分の割合いで表わされる基本ビームモード励振能率とに分けて考えることができることを示した。このうち基本ビームモード励振能率はロンチヤ開口面に得る界分布の形を基本ビームモード界分布に等しくすることによって、能率 100 % が得られる。しかし、実際にはロンチヤ開口面直径は有限であり、ロンチヤ開口面内に障害物が存在する場合などがあるので、基本ビームモード励振能率はこれらの影響により低下する。この章ではロンチヤ開口面直径および開口面上の障害物が基本ビームモード励振能率に及ぼす影響について考察した。この結果、基本ビームモード励振能率に関しては、ロンチヤ開口面に障害物が存在するときにも、ロンチヤ開口面上に得るべき界分布の形を基本ビームモード界分布に等しくするときに能率が良くなることがわかった。そして、ロンチヤ開口面上の界分布の形が基本ビームモード界分布に等しいときにロンチヤ開口面直径および開口面上の障害物による影響を求めた。

集束伝送路は基本ビームモードを用いることによりきわめて低損失な伝送が行なえると同時に、集束伝送路からの漏洩波が少ないことも特徴である。ここでは、集束体上の界分布からの放射界分布を求めることにより、集束体の寸法と漏洩波との関係を調べた。集束伝送路用ロンチヤの放射特性について考察し、これが集束伝送路としての漏洩放射特性に大きく影響することを求めた。すなわち、ロンチヤの放射電磁界のうち集束体の外側方向への放射波は集束伝送路に関係なく進行するが、この放射波も集束伝送路からの漏洩波の一種であって、他の誘接回線との干渉特性などに影響を与えるので重要である。

この章で得られた結果は集束伝送路用ロンチヤの高効率化のために有用である。

4. 複反射鏡形ロンチャ

集束伝送路用ロンチャの励振能率の向上をはかるための一つの方法として考案した複反射鏡形ロンチャについて述べる。集束伝送路用ロンチャの励振能率の向上をはかるためには、集束伝送路の基本ビームモードの界分布に振幅、位相ともに等しい界分布をロンチャ開口面上に作り出すことが必要であることに着目し、このことを給電ホーンと2枚の反射鏡の組合わせで実現するものである。

4.1 複反射鏡形ロンチャの構成

複反射鏡形ロンチャは図4.1に示すように、給電ホーンと2枚の回転対称な反射鏡（主反射鏡と副反射鏡）とを共軸的に配置したものである。副反射鏡は主反射鏡および給電ホーンから離れているので、細い支持柱で所定の位置に固定されるようになっている。このロンチャの開口面は主反射鏡の開口面であって、開口面を正面から見ると図4.1のように開口面上に副反射鏡およびその支持柱が存在している。

給電ホーンから放射された電磁波は副反射鏡および主反射鏡の順に反射を受け、主反射鏡の開口面上の界分布を形成する。2枚の反射鏡を用いることによって

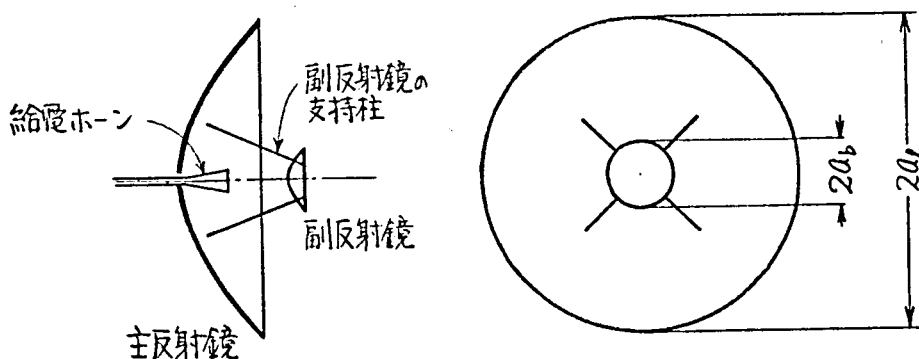


図 4.1 複反射鏡形ロンチャ：

その一方の反射鏡の開口面上に任意の振幅分布と位相分布を持つ界分布を得ることができることが V. Galindo⁽³⁸⁾ によって報告されている。

集束伝送路とロンチャの配置が図4.2の場合について反射鏡鏡面の構成法を述べる。集束伝送路の集束体間隔を $2b$ ，最初の集束体からロンチャ側に b だけ離れた点を原点とする円筒座標系 (ρ, ϕ, z) をとり，ロンチャ開口面は断面 $z=z_1$ 上に存在するものとする。このとき集束伝送路の基本ビームモードがロン

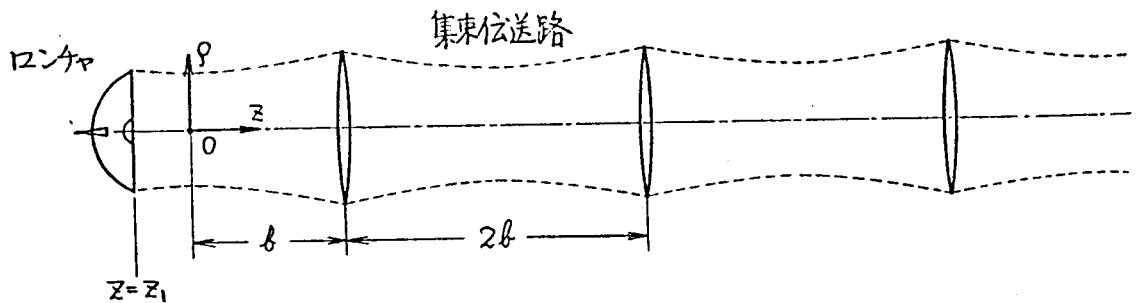


図4.2 集束伝送路とロンチャの配置

チャ開口面の位置で示す界分布は(3.4)より

$$E_{0,0}(\rho, z_1) = f_{0,0}(\rho, z_1) e^{-j\psi(\rho, z_1)} \quad (4.1)$$

$$f_{0,0}(\rho, z_1) = \frac{1}{\sqrt{1+u_1^2}} e^{-\frac{1}{1+u_1^2} \cdot \frac{k}{2b} \rho^2} \quad (4.1a)$$

$$\psi(\rho, z_1) = \frac{u_1}{1+u_1^2} \cdot \frac{k}{2b} \rho^2 \quad (4.1b)$$

$$u_1 = \frac{z_1}{b} \quad (4.1c)$$

であって，一様な偏波成分だけを持つ直線偏波である。

ロンチャ開口面上に(4.1)の界分布を得るための反射鏡鏡面の形を求めるために図4.3のように主反射鏡の開口中心を原点とする円筒座標系 (ρ, ϕ, z) および変数を設定する。点下は給電ホーンの位相中心であって，給電ホーンの放射パターンは点下を頂点とする角 θ によって与えられるものとする。給電ホーンの放射パターンはホーンの軸に関して回転対称であって，副反射鏡の置かれる位置において，

$$H(\theta) = h(\theta) e^{j\Phi(\theta)} \quad (4.2)$$

で与えられており，点Fより副反射鏡を見込む角が $2\theta_b$ であるとする。

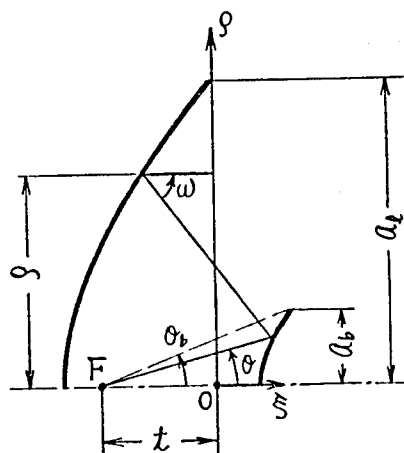


図4.3 鏡面計算のための座標系

主反射鏡開口面すなわち $\xi=0$ 上に (4.1) の界分布を得るための鏡面の決定には幾何光学近似を用いて，次の三つの条件によって計算する。⁽³⁹⁾

(1) 反射鏡鏡面での電磁波の反射は Snell の法則に従う。

(2) 開口面 $\xi=0$ 上で振幅分布 $f_{0,0}(\rho, z_1)$ を持つ。

(3) 開口面 $\xi=0$ 上で位相分布 $\psi(\rho, z_1)$ を持つ。

これらの条件を式で表現すると次のようになる。

(1) Snell の法則

主反射鏡での反射：

$$\frac{d\xi}{d\rho} = \tan \frac{\omega}{2} \quad (4.3)$$

副反射鏡での反射：

$$\frac{dr}{r d\theta} = \tan \left(\frac{\theta + \omega}{2} \right) \quad (4.4)$$

(2) 振幅分布の関係式

$$\frac{\int_0^\rho \{f_{0,0}(\rho, z_1)\}^2 \rho d\rho}{\int_0^{a_2} \{f_{0,0}(\rho, z_1)\}^2 \rho d\rho} = \frac{\int_0^\theta \{h(\theta)\}^2 \sin \theta d\theta}{\int_0^{\theta_b} \{h(\theta)\}^2 \sin \theta d\theta} \quad (4.5)$$

(3) 位相分布の関係式

$$r - \xi + \frac{\rho - r \sin \theta}{\sin \omega} + \frac{\theta(\theta)}{k} + \frac{\psi(\rho, z_1)}{k} = \text{constant} \quad (4.6)$$

ここで, ω は主反射鏡鏡面上での入射波と反射波とのなす角であり, k は自由空間での伝搬定数である。ただし, 厳密には開口面 $\xi = 0$ 上で $\psi(\rho, z_1) \neq 0$ なる位相分布を持つときは, 主反射鏡からの反射波の波面ベクトルが ξ 軸と平行でなく角度 $\delta(\rho)$ をもつ。

$$\delta(\rho) \approx \frac{v_1}{1+v_1^2} \cdot \frac{k\rho}{k} \cdot \left\{ 1 - \frac{1}{2} \left(\frac{v_1}{1+v_1^2} \cdot \frac{k\rho}{k} \right)^2 \right\} \quad (\text{rad.}) \quad (4.7)$$

この角度 $\delta(\rho)$ は普通は極めて小さい値となるので無視することにした。

(4.5) は θ と ρ との関係を与え, (4.6) は ω と r, θ, ρ, ξ の関係を与えるので (4.3), (4.4) は θ を独立変数とし, ξ, r を従属変数とする次の連立微分方程式が導びける。

$$\left. \begin{aligned} \frac{dr}{d\theta} &= r \cdot \tan\left(\frac{\theta + \omega}{2}\right) \\ \frac{d\xi}{d\theta} &= \tan\left(\frac{\omega}{2}\right) \cdot \frac{\{h(\theta)\}^2 \sin \theta \cdot \int_0^{a_1} \{f_{0,0}(\rho, z_1)\}^2 \rho d\rho}{\{f_{0,0}(\rho, z_1)\}^2 \rho \int_0^{\theta_b} \{h(\theta)\}^2 \sin \theta d\theta} \end{aligned} \right\} \quad (4.8)$$

この連立微分方程式に初期条件を与えて解くことによって, 両反射鏡の鏡面座標が計算できる。計算には電子計算機を使用した。

構成例

ロンチャ開口面界分布を集束伝送路の基本ビームモード界分布と等しくするための計算例として, 集束体間隔が 20,000 λ の集束伝送路を図4.2の $z_1 = 0$ の位置で励振する複反射鏡形ロンチャの鏡面座標を求めた。ロンチャ開口直径を 160 λ 副反射鏡直径を 20 λ , 開口角を 180度とし, 給電ホーンとして開口直径が 8 λ , ホーンの軸長が 28 λ の複モード円すいホーンを用いる場合の鏡面形状を求め, 図4.4に示す。ここで, λ は波長である。図には比較のために, このロンチャ

と同じ寸法を持つ通常のカセグレンアンテナの鏡面形状を示す。

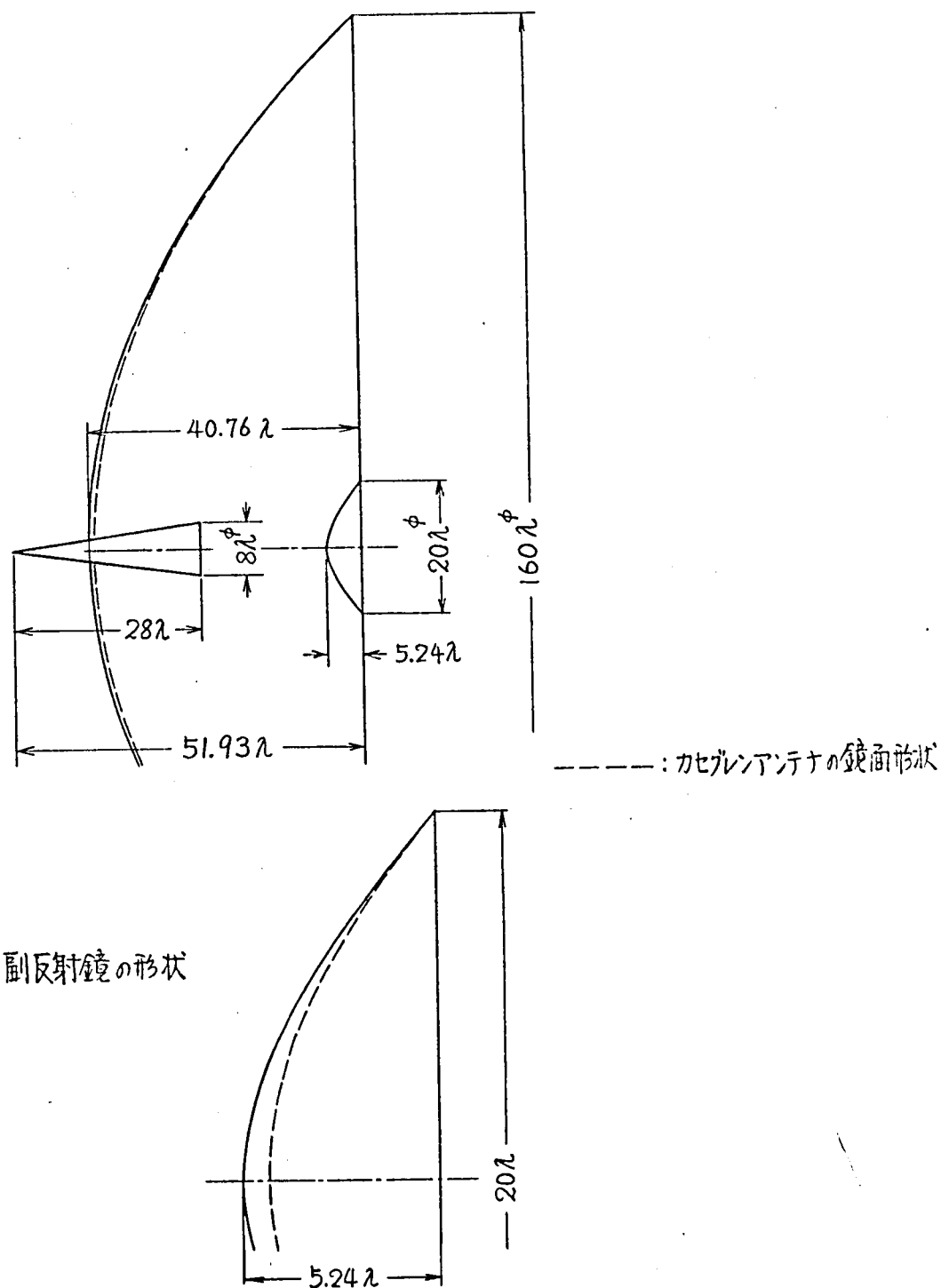


図4.4 複反射鏡形ロンチャの設計例

4.2 複反射鏡形ロンチャの特性および最適設計

4.2.1 複反射鏡形ロンチャの励振能率

ロンチャの励振能率が ロンチャ開口面上にビームモード波を得るまでの段階の能率 η_g と基本ビームモード励振能率 η_m とで表わせることを 3.1 節で示し、能率 η_m について考察した。ここでは複反射鏡形ロンチャについての能率 η_g を考察し、すでに考察した能率 η_m とあわせてこの形式のロンチャの励振能率を求める。

4.2.1.1 ビームモードを得るまでの能率

給電ホーンに供給された電力に対する ロンチャ開口面上に得られたビームモード波の電力の割合いで定義される能率 η_g は、複反射鏡形ロンチャの場合は次のように分けて考えることができる。

$$\eta_g = \eta_{s1} \cdot \eta_{s2} \cdot \eta_{gb} \cdot \eta_{gs} \cdot \eta_{gr} \cdot \eta_t \quad (4.9)$$

ここで、

η_{s1} は給電ホーンの放射電力のうち副反射鏡に当たらない漏洩波に基づく能率、

η_{s2} は副反射鏡での反射電力のうち主反射鏡に当たらない漏洩波に基づく能率、

η_{gb} は副反射鏡が存在するためにこの部分の電力が有効に働かないことによる電力損失に基づく能率、

η_{gs} は副反射鏡支持柱による散乱波に基づく能率、

η_{gr} は反射鏡の鏡面あらさによる散乱波および位相乱れに基づく能率、

η_t は給電ホーンの反射損失および給電ホーンと反射鏡での抵抗損失に基づく能率、

を表わすものとする。

それぞれの能率は次のように計算される。

能率 η_{s1} は給電ホーンの放射パターンが (4.2) で与えられるとき、

$$\eta_{s1} = \frac{\int_0^{\theta_b} \{h(\theta)\}^2 \sin \theta \, d\theta}{\int_0^\pi \{h(\theta)\}^2 \sin \theta \, d\theta} \quad (4.10)$$

である。

能率 η_{s2} は、副反射鏡からの反射波の放射パターンを

$$H_s(\varphi) = h_s(\varphi) e^{j\Phi_s(\varphi)} \quad (4.11)$$

とするとき、

$$\eta_{s2} = \frac{\int_0^{\varphi_s} \{h_s(\varphi)\}^2 \sin \varphi \, d\varphi}{\int_0^\pi \{h_s(\varphi)\}^2 \sin \varphi \, d\varphi} \quad (4.12)$$

で与えられる。ここで、 φ は副反射鏡中心点 P を頂点とする角度であり、点 P から主反射鏡を見込む角（開口角）が $2\varphi_s$ であるとする。主反射鏡開口面に得るべき振幅分布が主反射鏡の周縁部で極めて低いレベルであるので、能率 η_{s2} は

$$\eta_{s2} \approx 1 \quad (4.13)$$

とみなすことができる。

能率 η_{gb} は主反射鏡開口面上の電力のうち副反射鏡の部分の電力が損失になると考えることができるので、ロンチヤ開口面に得る振幅分布が $g(\rho)$ であるとき、

$$\eta_{gb} = \frac{\int_{a_b}^{a_e} \{g(\rho)\}^2 \rho \, d\rho}{\int_0^{a_e} \{g(\rho)\}^2 \rho \, d\rho} \quad (4.14)$$

で求めることができる。いま、ロンチヤ開口面に得る界分布が基本ビームモード界分布と等しいときは、

$$\eta_{gb} = \frac{e^{-2\pi N_b} - e^{-2\pi N_e}}{1 - e^{-2\pi N_e}} \quad (4.15)$$

となる。ここで、 N_b, N_e はそれぞれ副反射鏡、主反射鏡のフレネル数であって

$$\left. \begin{aligned} N_b &= \frac{1}{1+V_1^2} \cdot \frac{a_b^2}{\lambda b} \\ N_e &= \frac{1}{1+V_1^2} \cdot \frac{a_e^2}{\lambda b} \end{aligned} \right\} \quad (4.16)$$

である。

能率 η_{gs} は副反射鏡支持柱の影が主反射鏡開口面上に図4.5のように投影されるとき、この影の部分に含まれる電力の割合を計算することによって求められる。いま、図4.5に破線で示したように開口中心を要とする狭い開き角 $2\pi\delta$ の扇形で近似でき、開口面上の界分布が回転対称であるとき、

$$\eta_{gs} = 1 - n\delta \quad (4.17)$$

なる簡単な式で計算できる。ただし、 n は支持柱の数である。

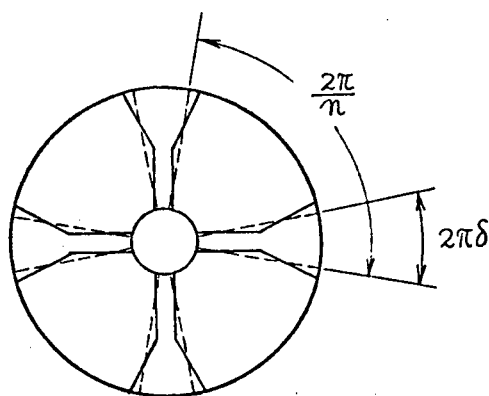


図4.5 副反射鏡支持柱により開口面に生ずる影

能率 η_{gr} については反射鏡の鏡面あらさをロンチャ開口面における位相の誤差に換算して計算する。反射鏡の鏡面あらさの標準偏差を σ とするとき、この反射鏡からの反射波の位相誤差の標準偏差 $k\Delta$ は、反射鏡への入射角を θ とおいて、

$$k\Delta = 2k\sigma \cos\theta \quad (4.18)$$

となる。2枚の反射鏡で反射された電磁波がそれぞれの反射鏡の鏡面あらさによって受ける位相誤差は独立であると考えられるので、全体として受ける位相誤差の標準偏差はそれぞれの反射鏡で受ける位相誤差の2乗平均平方根である。

$$k\Delta = k\sqrt{\Delta_1^2 + \Delta_2^2} = 2k\sqrt{\sigma_1^2 \cos^2 \theta_1 + \sigma_2^2 \cos^2 \theta_2} \quad (4.19)$$

ここで、副反射鏡の鏡面あらさの標準偏差を σ_1 、入射角を θ_1 、主反射鏡の鏡面あらさの標準偏差を σ_2 、入射角を θ_2 とおいている。ロンチャ開口面での位相誤差の標準偏差が $k\Delta$ のランダム誤差であるときの能率は

$$\begin{aligned} \eta_{gr} &= e^{-(k\Delta)^2} \\ &= e^{-(k\Delta_1)^2} \cdot e^{-(k\Delta_2)^2} \end{aligned} \quad (4.20)$$

である。

最後に、能率 η_t は給電ホーンの反射は小さくすることができ、鏡面の抵抗損失は鏡面をアルミニウムで作ると 50 GHz で 0.0035 dB、100 GHz で 0.005 dB であって極めて小さい。

4.2.1.2 複反射鏡形ロンチャの基本ビームモード励振能率

ロンチャ開口面上に得られたビームモード波に含まれる基本ビームモード成分の電力の割合いで定義される基本ビームモード励振能率 η_m は複反射鏡形ロンチャの場合に次のように分けて考えることができる。

$$\eta_m = \eta_{mf} \cdot \eta_{mb} \cdot \eta_{ms} \cdot \eta_{mr} \quad (4.21)$$

ここで、

η_{mf} はロンチャ開口面直径が有限であることに基づく能率、

η_{mb} はロンチャ開口面の中央部に副反射鏡が存在するため、この部分の電磁界分布が零になることに基づく能率、

η_{ms} は副反射鏡支持柱が存在するためにロンチャ開口面上に図4.5に示したような電磁界分布が零になる部分ができることに基づく能率、

η_{mr} はロンチャ開口面界分布の振幅、位相の乱れに基づく能率、

を表わしている。ただし、能率 η_{mr} としては、反射鏡の鏡面あらさによるロンチヤ開口面での位相乱れの分を能率 η_{gr} として考慮したので、それ以外の原因による振幅、位相乱れを考えればよい。

これらの能率はすでに 3.1 節で述べたので、ここではロンチヤ開口面界分布の形を基本ビームモード界分布とする場合について記す。

能率 η_{mf} は (3.15) で表わされる。

$$\eta_{mf} = 1 - e^{-2\pi N_b} \quad (4.22)$$

能率 η_{mb} は (3.22) で表わされる。

$$\eta_{mb} = \frac{e^{-2\pi N_b} - e^{-2\pi N_b}}{1 - e^{-2\pi N_b}} \quad (4.23)$$

能率 η_{ms} は副反射鏡支持柱の影が図 4.5 に示すような開き角 $2\pi\delta$ の狭い扇形で近似できる場合には (3.26) で表わされる。

$$\eta_{ms} = 1 - n\delta \quad (4.24)$$

ただし、 n は副反射鏡支持柱の数である。

能率 η_{mr} は上述のように反射鏡の鏡面あらさによる開口面位相誤差以外に起因する振幅、位相の乱れによる能率である。この原因としては反射鏡や給電ホーンの相対的位置関係の誤差などが考えられる。このときには界分布の乱れは系統的に起こり、(3.30) において誤差のピッチ l_A, l_p が長い場合に対応する。

複反射鏡形ロンチヤの励振能率 η は次式で表現できる。

$$\eta = \eta_g \cdot \eta_m \quad (4.25)$$

$$\eta_g = \eta_{s1} \cdot \eta_{s2} \cdot \eta_{gb} \cdot \eta_{gs} \cdot \eta_{gr} \cdot \eta_t \quad (4.25 a)$$

$$\eta_m = \eta_{mf} \cdot \eta_{mb} \cdot \eta_{ms} \cdot \eta_{mr} \quad (4.25 b)$$

4.2.2 複反射鏡形ロンチャの最適設計

複反射鏡形ロンチャはその開口面中央部に副反射鏡が存在し、このことが励振能率に及ぼす影響について前項で検討した。ここではロンチャの寸法、特に副反射鏡および主反射鏡の寸法に関する能率について考察し、複反射鏡形ロンチャの開口面に得るべき界分布の形と各反射鏡の寸法との関係を明らかにする。

複反射鏡形ロンチャの励振能率は(4.25)で表わせるが、このうち副反射鏡および主反射鏡の寸法に関する能率は η_{gb} , η_{mf} , η_{mb} である。ロンチャ開口直径が充分大きく、開口面中央のブロッキングがないときには、ロンチャ開口面に得るべき界分布の形が基本ビームモード界分布に等しいときにこれらの能率が最も良くなることは容易にわかるが、複反射鏡形ロンチャにおいてもこのことが成立するかどうか検討する必要がある。

ここでは開口面に得るべき界分布が次の形である場合について考察する。

$$E(\rho, z_1) = f(\rho, z_1) e^{-j\psi(\rho, z_1)} \quad (4.26)$$

$$f(\rho, z_1) = \frac{1}{\sqrt{1+u_1^2}} e^{-\frac{p}{1+u_1^2} \cdot \frac{k}{2b} \rho^2} \quad (4.26a)$$

$$\psi(\rho, z_1) = \frac{u_1}{1+u_1^2} \cdot \frac{k}{2b} \rho^2 \quad (4.26b)$$

$$u_1 = \frac{z_1}{b} \quad (4.26c)$$

ここで、 p が振幅分布の形を表わす係数であって、この論文では界分布係数と呼ぶことにする。 $p=1$ のときに基本ビームモード界分布に一致する。

能率 η_{gb} , η_{mf} , η_{mb} はそれぞれ(4.14), (3.14), (3.18)を用いて計算できて、

$$\eta_{gb} = \frac{e^{-2\pi p N_b} - e^{-2\pi p N_e}}{1 - e^{-2\pi p N_e}} \quad (4.27)$$

$$\eta_{mf} \cdot \eta_{mb} = \frac{4p}{(1+p)^2} \cdot \frac{\left\{ e^{-\pi(1+p)N_b} - e^{-\pi(1+p)N_e} \right\}^2}{e^{-2\pi p N_b} - e^{-2\pi p N_e}} \quad (4.28)$$

となる。ここで、 N_b, N_e はそれぞれ副反射鏡、主反射鏡のフレネル数である。
したがって、2枚の反射鏡の寸法に関する能率 η' は、

$$\eta' = \eta_{gb} \cdot \eta_{mf} \cdot \eta_{mb} = \frac{4p}{(1+p)^2} \cdot \frac{\left\{ e^{-\pi(1+p)N_b} - e^{-\pi(1+p)N_e} \right\}^2}{1 - e^{-2\pi p N_e}} \quad (4.29)$$

となって、界分布係数 p および副反射鏡、主反射鏡のフレネル数 N_b, N_e によって決定されることになる。

図4.6 は能率 η_{gb} を (4.27) で計算したもので、 η_{gb} はほとんど pN_b だけに
関係しており、 pN_e にはほとんど影響を受けない。

図4.7 は能率 $\eta_{mf} \cdot \eta_{mb}$ を (4.28) を用いて $p=1.0$ の場合について計算したも
ので、 $\eta_{mf} \cdot \eta_{mb}$ は N_b の増加とともに悪くなり、 N_e との関係では $N_e < 0.6$ にな
ると N_e の減少とともに急激に能率が悪くなるが、 $N_e > 1.0$ では能率は N_e にほ
んど無関係となる。なお、 $p \neq 1.0$ の場合にもこれと同じ傾向を示すが、全体に
能率が低下する。能率 $\eta_{mf} \cdot \eta_{mb}$ だけに着目するとき $p=1.0$ のとき能率が最も良
くなる。

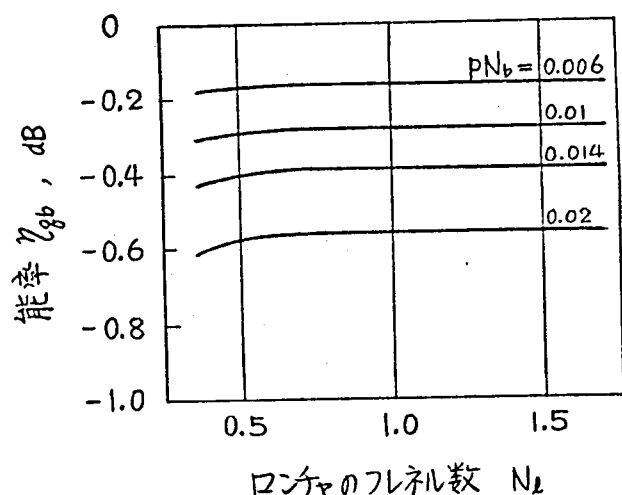


図4.6 副反射鏡で妨げられる電力に基づく能率 η_{gb}

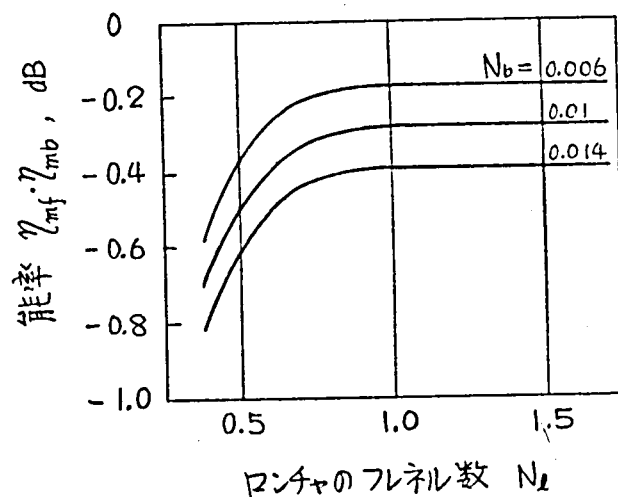


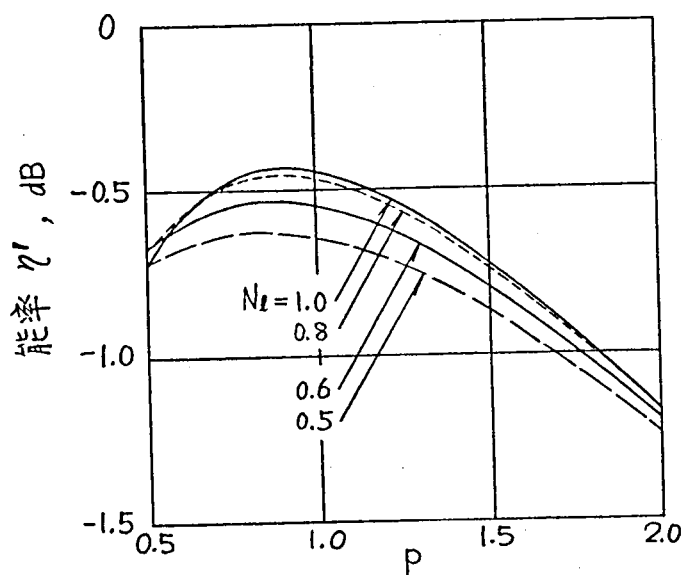
図4.7 ロンチャ開口面直径が有限であること
および副反射鏡によるブロッキングと
に基づく能率 $\eta_{mf} \cdot \eta_{mb}$
(界分布係数 $p=1.0$ の場合)

図4.8 は界分布係数 p の変化に対する能率 η' を計算した結果であって、 N_b の値が 0.008, 0.009, 0.01, 0.012, 0.014, 0.016 の場合について示す。 N_b, N_e が与えられるとき、能率 η' を最大にする界分布係数 p が存在することを示しており、この最適の p の値は 1.0 でない。すなわち、複反射鏡形ロンテャのように開口面中央にブロッキングのある場合にはロンテャ開口面に得るべき界分布の形が基本ビームモード界分布と異なる方が能率 η' が良くなることがわかった。

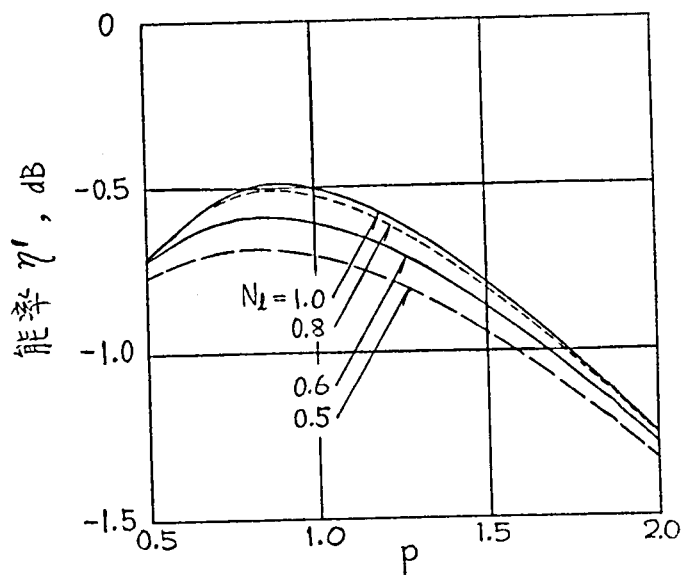
図4.9 は N_e の変化に対する能率 η' を計算したものであって、図4.8 と同様に N_b のいくつかの値について示している。 p, N_b が与えられるとき、 N_e を 1.0 以上に大きくしても能率 η' の改善に寄与しないことがわかる。

複反射鏡形ロンテャの2枚の反射鏡の寸法と能率およびロンテャ開口面に得るべき界分布の形との関係を調べ、反射鏡のフレネル数が与えられるとき能率 η' を最大にする界分布係数 p が存在することがわかった。

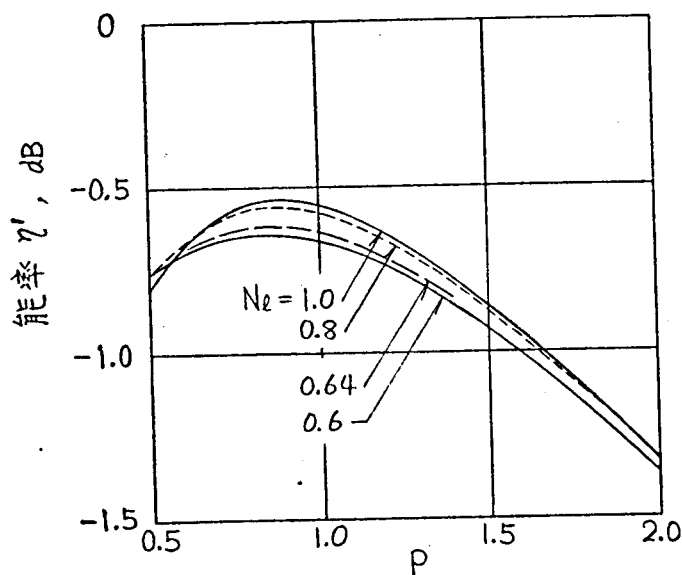
数値例として、4.1節で述べた複反射鏡形ロンテャの構成例の場合の最適界分布係数は $p = 0.85$ である。



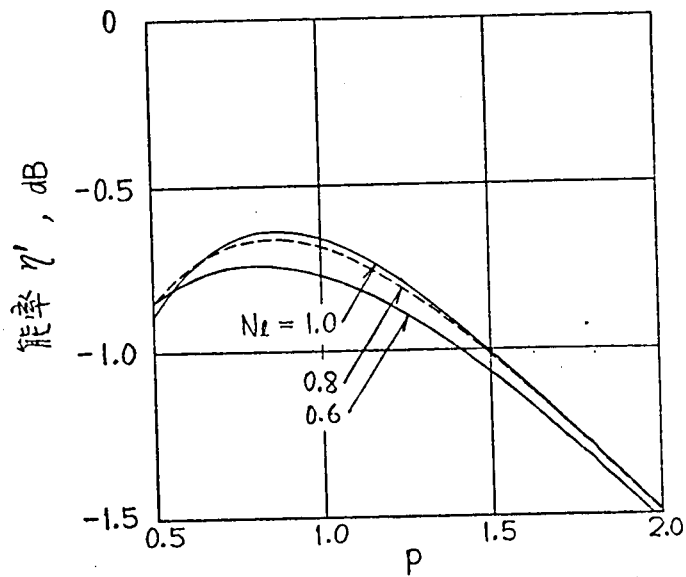
(a) $N_b = 0.008$ の場合



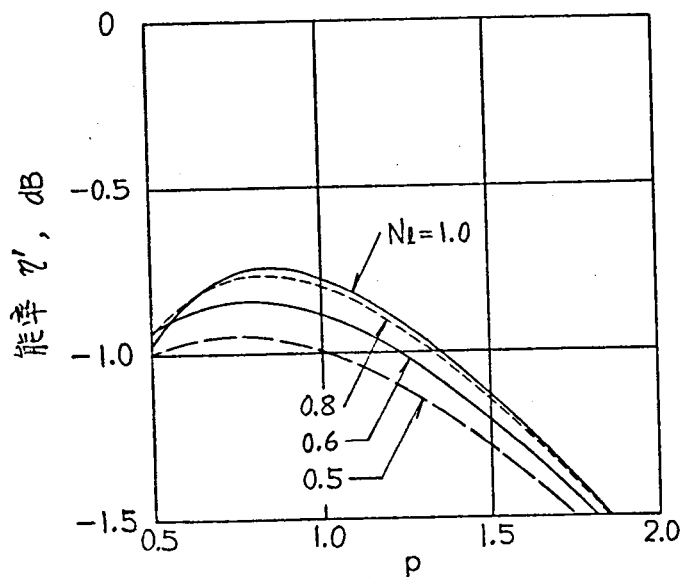
(b) $N_b = 0.009$ の場合



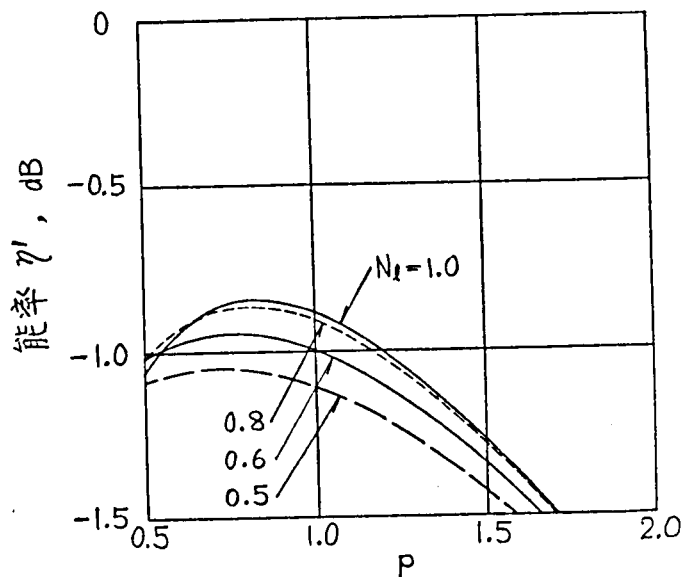
(c) $N_b = 0.01$ の場合



(d) $N_b = 0.012$ の場合

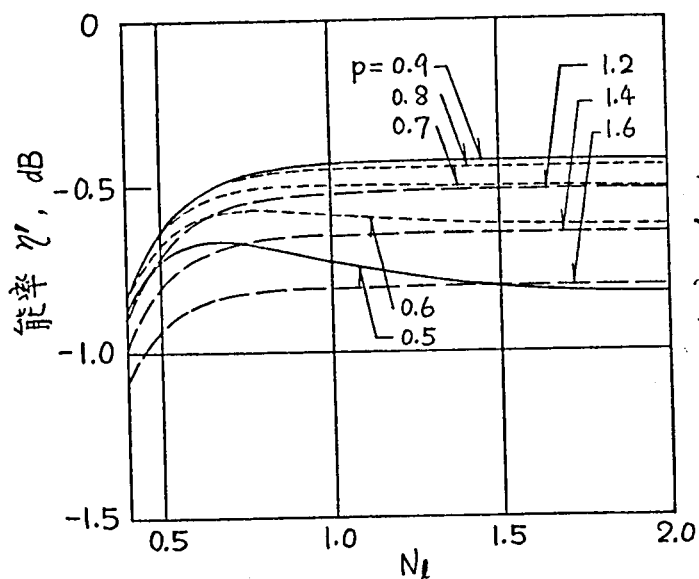


(e) $N_b = 0.014$ の場合

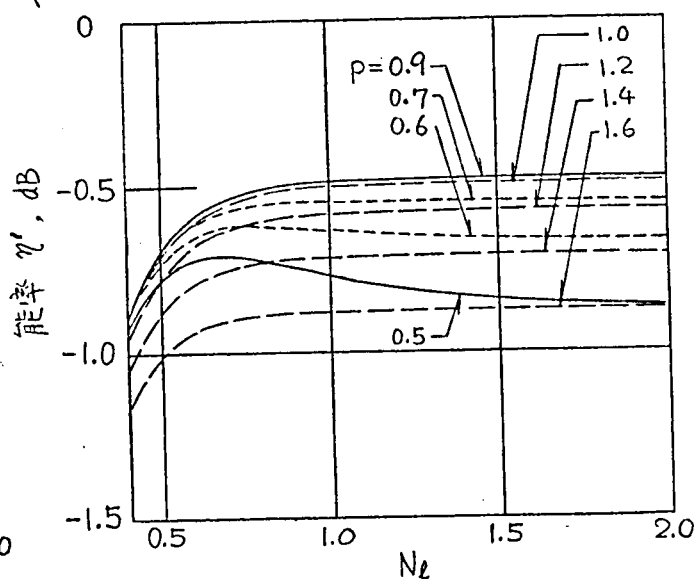


(f) $N_b = 0.016$ の場合

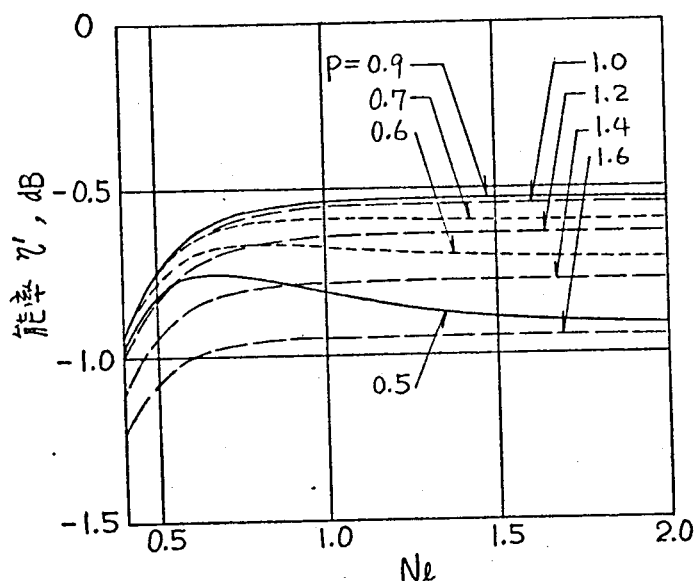
図4.8 界分布係数 p に対する能率 η' . (N_b, N_l はそれぞれ 副反射鏡, 主反射鏡のフルネリ数)



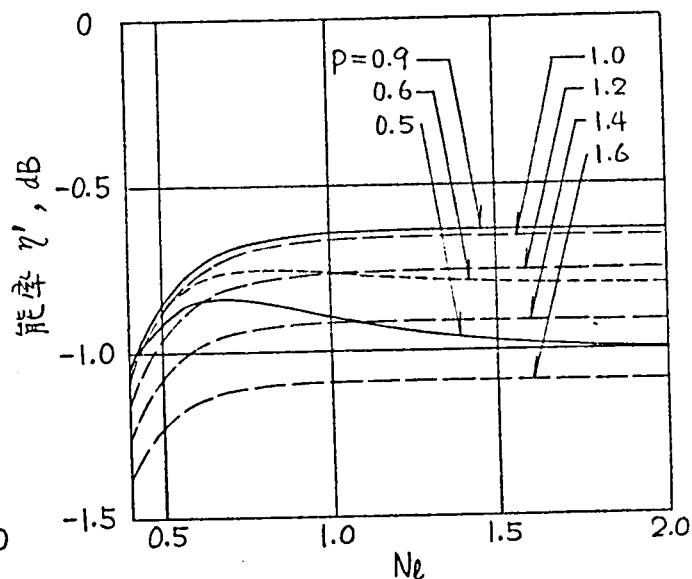
(a) $N_b = 0.008$ の場合



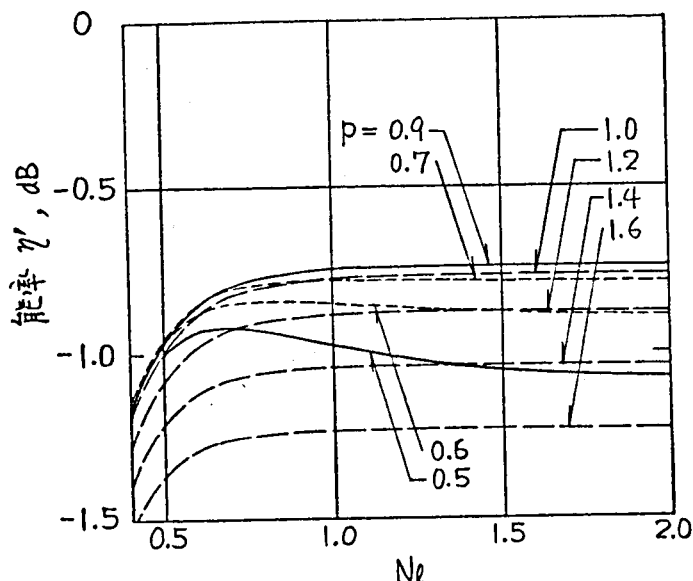
(b) $N_b = 0.009$ の場合



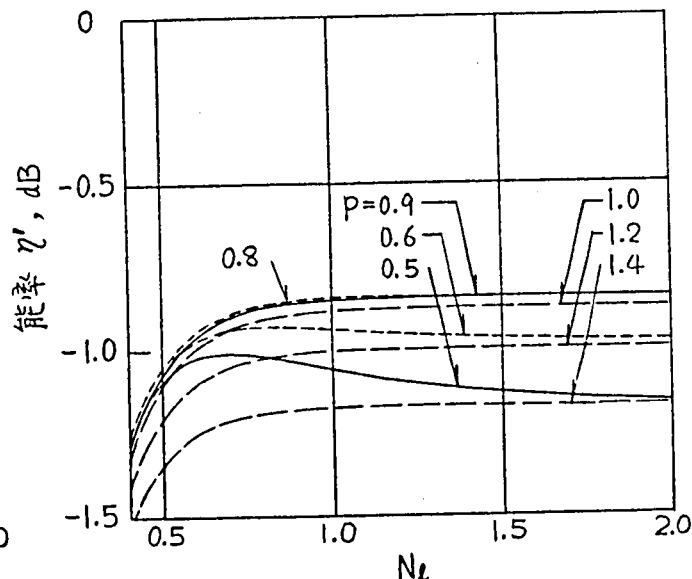
(c) $N_b = 0.01$ の場合



(d) $N_b = 0.012$ の場合



(e) $N_b = 0.014$ の場合



(f) $N_b = 0.016$ の場合

図4.9 主反射鏡 N_l に対する能率 η' . (N_b は副反射鏡のフレネル数, p は界分布係数)

4.2.3 複反射鏡形ロンチャの最適設計例

複反射鏡形ロンチャの能率に関する検討結果を用いてこのロンチャを設計した例を示し、設計例について励振能率を計算する。

集束伝送路として集束体が間隔 $20,000 \lambda$ で等間隔に配列されているものを考える。この集束伝送路を励振するためのロンチャの設置位置は図4.2において $z_1=0$ であるものとする。この位置は(3.4)の基本ビームモード界分布の式から明らかのように、電磁波ビームの広がり最も小さくなる位置であって、ロンチャ開口面直径を決めた場合にそのフレネル数の値を最大にすることができる。なお、この位置においては基本ビームモードの位相分布は均一分布である。

ここで考える複反射鏡形ロンチャの各部寸法を表4.1に示す。

表 4.1 複反射鏡形ロンチャの寸法 (最適設計例)

		フレネル数
主反射鏡直径	160λ	0.64
副反射鏡直径	20λ	0.01
給電ホーンの開口直径	8λ	
給電ホーンの軸長	28λ	
開口面界分布係数	0.85	
開口角	180°	

副反射鏡直径 $2a_b$ は励振能率に及ぼす影響が大きく、この寸法を小さくすることによって励振能率を上げることができる。しかし、副反射鏡直径をあまり小さくして波長の数倍程度とすると副反射鏡での反射について幾何光学的な取扱いができなくなるので、副反射鏡直径として $2a_b = 20 \lambda$ を選んでいる。このとき、副反射鏡のフレネル数は $N_b = 0.01$ 、主反射鏡のフレネル数は $N_l = 0.64$ となるので、図4.8(c) から最適界分布係数を求めると $p = 0.85$ が得られる。

給電ホーンについては、給電ホーンの近距離領域に副反射鏡を設置する形をとることにした。円すいホーンの近距離領域での放射パターンが求められている⁽⁴⁰⁾のでこれを利用し、副反射鏡からの反射波に対する給電ホーンの影響が主反射鏡上で副反射鏡より大きくなることおよび給電ホーンの放射パターンの副反射鏡周辺部でのレベルを考慮して、給電ホーンの開口直径 8λ 、給電ホーンの軸長 28λ 、給電ホーンの頂点からみた副反射鏡への吹付け角度(半値) 11° を採用した。給電ホーンと副反射鏡との配置を示したのが図4.10である。

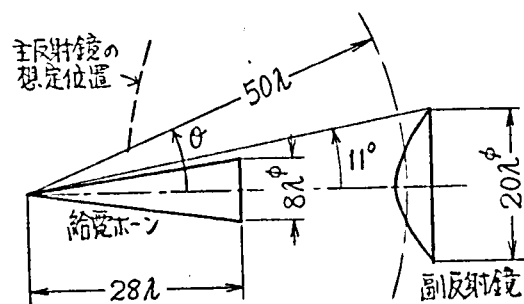


図4.10 給電ホーンと副反射鏡との配置

反射鏡の鏡面座標を決定するには副反射鏡の位置における給電ホーンの放射パターンが必要である。給電ホーンの頂点から距離 50λ の球面上での放射パターンの計算値を図4.11に示す。

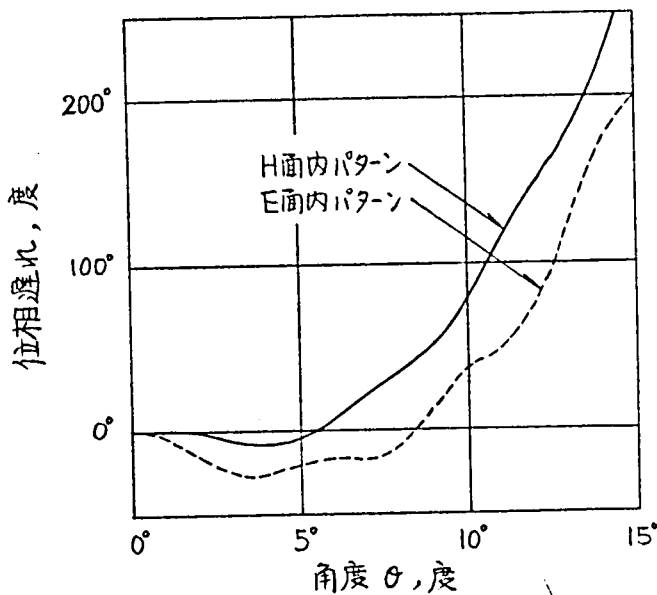
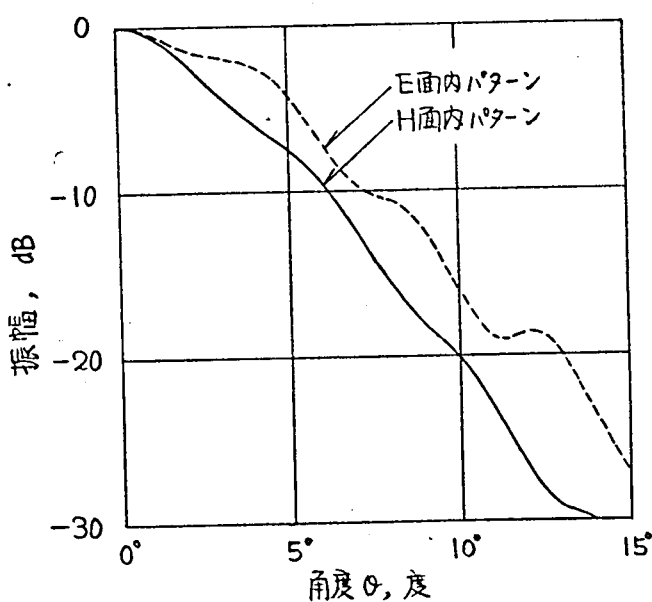


図4.11 円すいホーンの放射パターン。(測定距離: 50λ 、回転中心: ホーンの頂点、円すいホーンの開口直径: 8λ 、ホーンの軸長: 28λ の場合)

給電ホーンを複モードホーンとして使用すると円すいホーンのH面内放射パターンをホーンの軸のまわりに回転した回転対称な放射パターンが得られるので、鏡面座標の計算には図4.11のH面内放射パターンを用いる。

また、開口面上に得るべき界分布の界分布係数が 0.85 であるから、鏡面座標の計算式 (4.8) における振幅分布関数 $f_{0,0}(\rho, z)$ のかわりに (4.26a) より

$$f(\rho, 0) = e^{-0.85 \frac{k}{2b} \rho^2} \quad (4.30)$$

を用いることになる。

このようにして (4.8) を解くことによって得られた複反射鏡形ロンチャの鏡面の形を示したのが図 4.12 である。

この設計例について励振能率を計算した結果を表 4.2 に示す。

表 4.2 複反射鏡形ロンチャの励振能率 (理論値)
(周波数 35 GHz とし計算した。)

項 目	能率 (dB)	
両反射鏡からの漏洩波に基づく能率 $\left\{ \begin{array}{l} \eta_{s1} \\ \eta_{s2} \end{array} \right.$	$\begin{array}{l} -0.09 \\ \approx 0. \end{array}$	
開口面が有限であることに基づく能率 η_{mf}	-0.13	$N_L = 0.64$
副反射鏡が存在することに基づく能率 $\left\{ \begin{array}{l} \eta_{gb} \\ \eta_{mb} \end{array} \right.$	$\begin{array}{l} -0.24 \\ -0.24 \end{array}$	$N_b = 0.01$
副反射鏡支持柱の存在に基づく能率 $\left\{ \begin{array}{l} \eta_{gs} \\ \eta_{ms} \end{array} \right.$	$\begin{array}{l} -0.15 \\ -0.15 \end{array}$	副反射鏡支持柱 4 本 支持柱の太さ 10 mm ϕ
両反射鏡の鏡面あらさに基づく能率 $\left\{ \begin{array}{l} \eta_{gr1} \\ \eta_{gr2} \end{array} \right.$	$\begin{array}{l} -0.01 \\ -0.025 \end{array}$	副反射鏡 0.03 mm r.m.s. 主反射鏡 0.05 mm r.m.s.
ホーンと鏡面の設置誤差に基づく能率 η_{mr}	-0.02	
抵抗損失などに基づく能率 η_x	$\approx 0.$	
ロンチャの励振能率 η	-1.07	

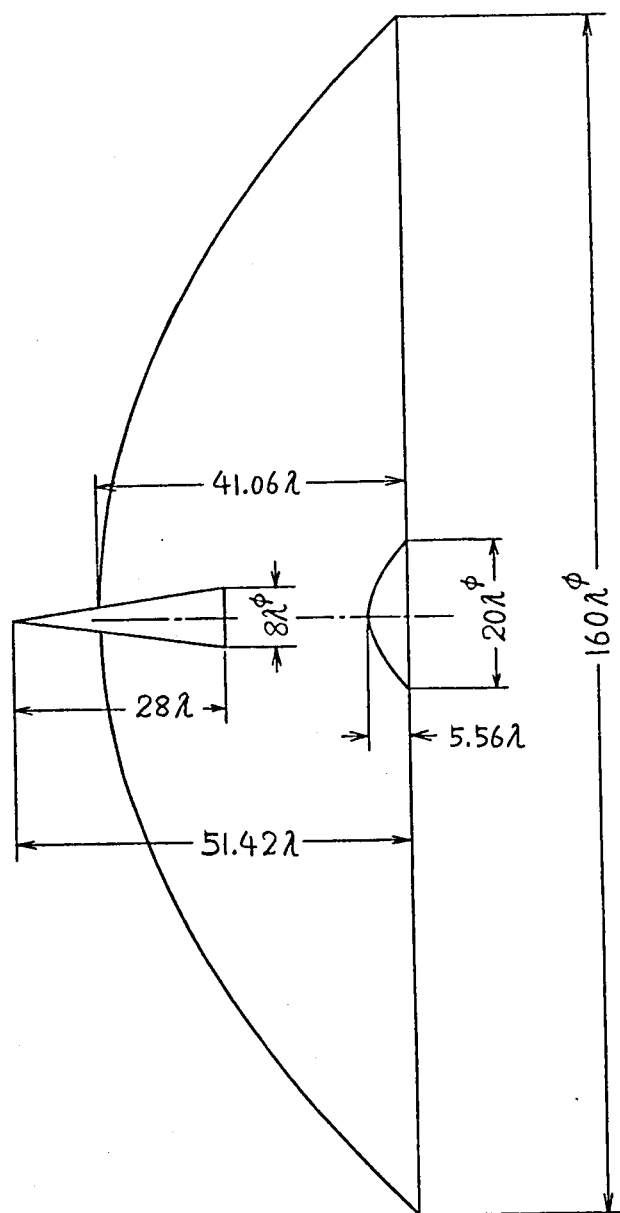


図4.12 複反射鏡形ロンチャの最適設計例

4.3 複反射鏡形ロンチャに関するモデル実験

複反射鏡形ロンチャについて前節までに検討した事項を確認するために、この形式のロンチャの実験モデルを作り、放射特性および励振能率を測定した。ここでは、これらの実験結果について述べる。

4.3.1 複反射鏡形ロンチャの一次放射系のモデル実験

複反射鏡形ロンチャの給電ホーンと副反射鏡との組合せ、すなわち一次放射系について実験を行ない、鏡面計算の際に用いた幾何光学近似の妥当性について調べた。

4.3.1.1 一次放射系の実験モデル

一次放射系の実験は周波数 24 GHz を用いて行なった。実験モデルは 4.2.3 項に述べた最適設計例の一次放射系と同じものであって、副反射鏡の直径は 250 mm、給電ホーンの寸法は開口直径 100 mm、ホーンの軸長 350 mm であり、給電ホーンの頂点からみた副反射鏡への吹付け角度（半値）は 11 度としている。副反射鏡はロンチャ開口面に得るべき界分布の界分布係数を $p=0.85$ としたときの鏡面座標を持っている。実験モデルの各部寸法を 図 4.13 に示す。給電ホーンは回転対称な放射パターンを得るために複モードホーンを使用しており、複モード励振部は 図 4.14 に示す構造であって、寸法 l, d は実験的に求めることにした。

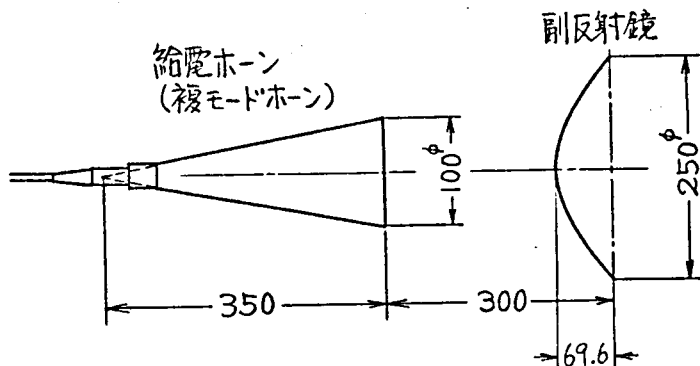


図 4.13 一次放射系の実験モデルの寸法

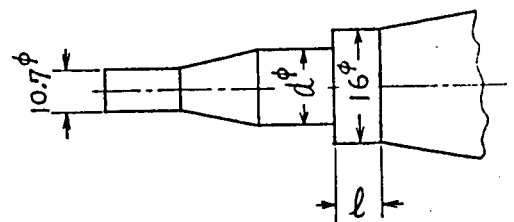


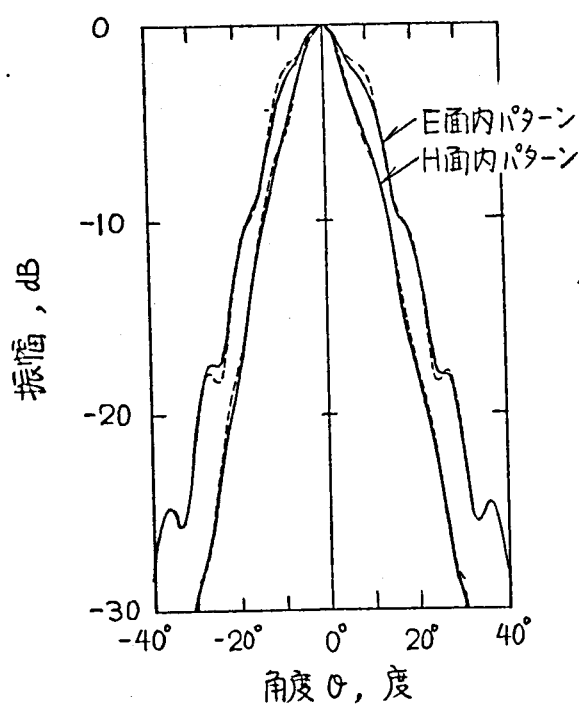
図 4.14 複モード励振部

4.3.1.2 給電ホーンの放射パターンの測定

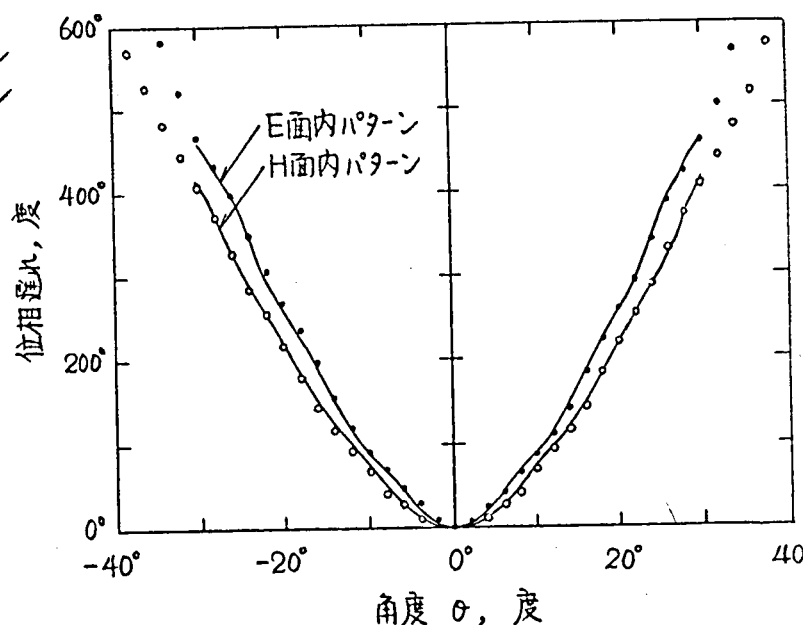
副反射鏡の位置における給電ホーンの放射パターンを測定した。給電ホーンの開口中心を回転中心として、これからの距離 275 mm の球面上に小さな開口のホーンを置いて 振幅パターンと位相パターンとを測定した。

給電ホーンを単一モード (TE_{10} モード) で励振したときの放射パターンの測定値を計算値とともに 図 4.15 に示す。両者は極めて良い一致をみせている。

給電ホーンを複モード励振とし、励振部の寸法 l, d を調整して回転対称な放射パターンを得たときの放射パターン測定値を 図 4.16 に示す。この図には計算値として単一モード励振の場合の H 面内放射パターンを記入してある。これから複モード励振とすることによって、振幅、位相パターンともに E 面、H 面内でほぼ同じ形となり、それらは単一モード励振のときの H 面内パターンにほとんど等しくなっている。複反射鏡形ロンチャの鏡面計算の際に仮定した回転対称な放射パターンを持つ給電ホーンが実現できることが確認できた。



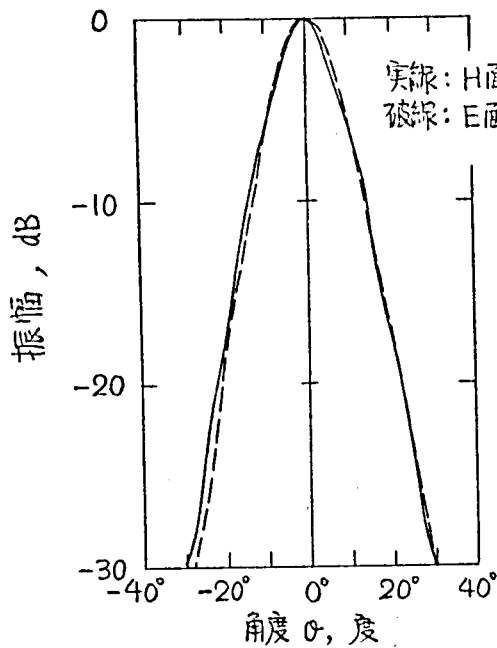
(a) 振幅パターン (---- 計算値)



(b) 位相パターン (—— 計算値)

図 4.15 TE_{10} モードで励振した円すいホーンの放射パターン。(周波数 24 GHz)

円すいホーンの開口直径: 100 mm , 回転中心: ホーンの開口中心
円すいホーンの軸長: 350 mm , 測定距離: 275 mm



(a) 振幅パターン

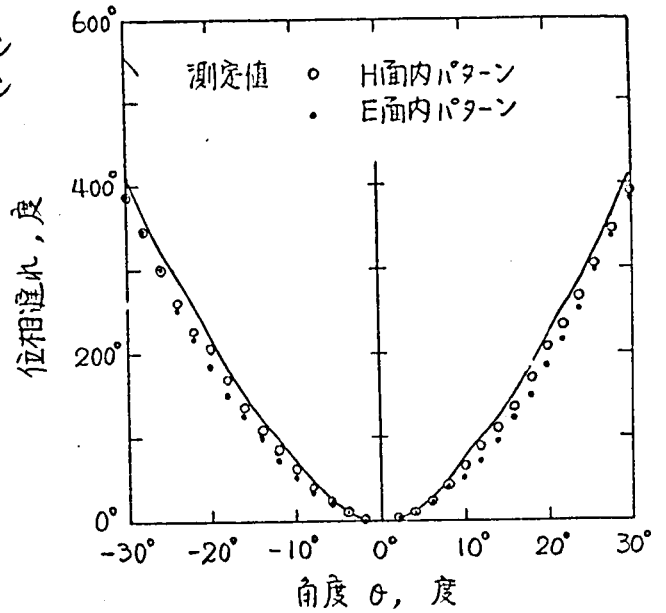


図 4.16 複モード円すいホーンの放射パターン. (周波数 24GHz)

円すいホーンの開口直径 : 100 mm , 回転中心 : ホーンの開口中心
円すいホーンの軸長 : 350 mm , 測定距離 : 275 mm

4.3.1.3 給電ホーンと副反射鏡との組合せについての実験

回転対称な放射パターンを持つ複モードホーンと副反射鏡とを組み合わせ、図 4.13 の一次放射系を構成し、副反射鏡からの反射波のパターンを測定した。測定する位置は図 4.17 に示すように副反射鏡の中心 M を中心とし半径 500 mm の球面上である。

副反射鏡からの反射波の振幅パターンおよび位相パターンを図 4.18 に示す。この図には鏡面設計の際に用いた幾何光学近似の仮定のもとで計算した測定面上での放射パターンを書き入れている。

測定の様子を図 4.19 に示す。

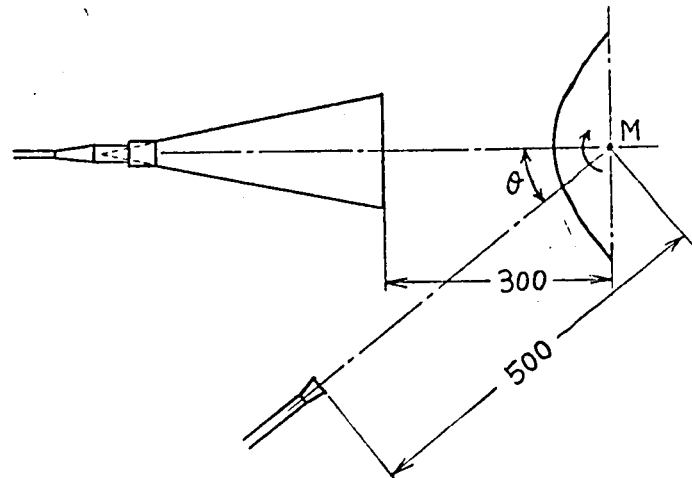
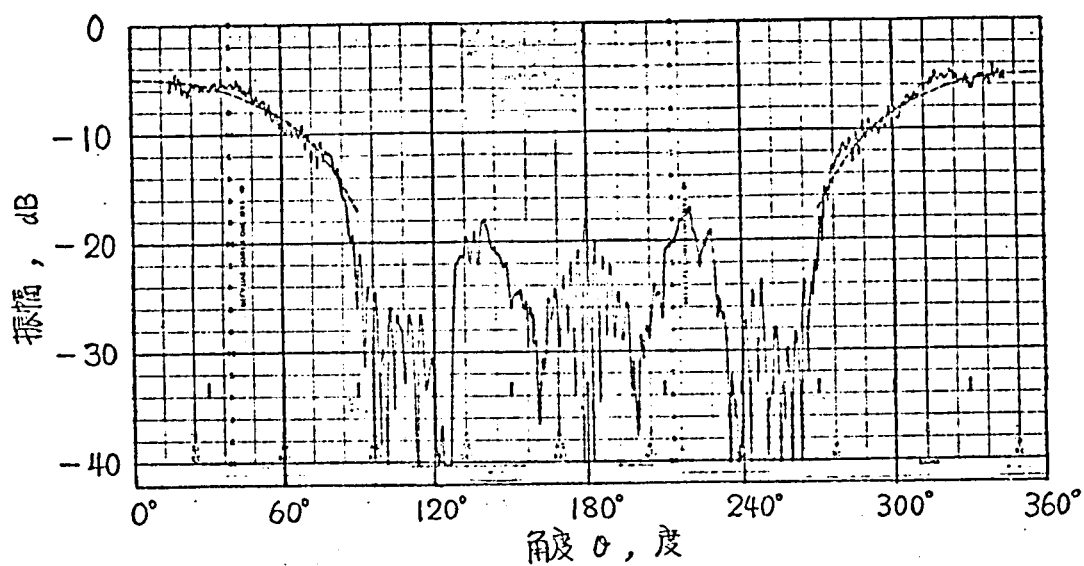
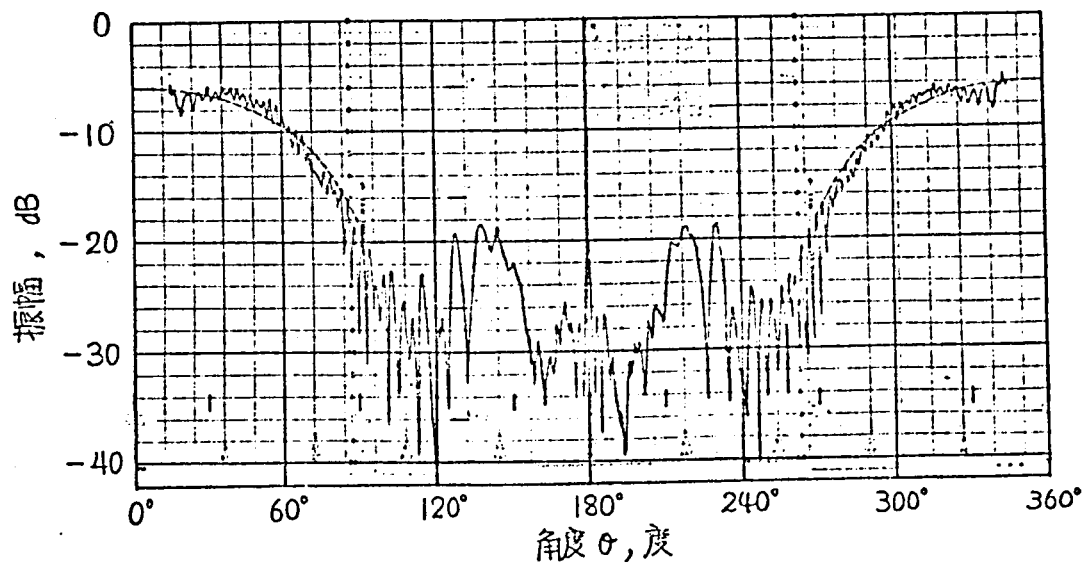


図 4.17 複反射鏡形ロンチの一次放射系の放射パターンの測定



E面内パターン



H面内パターン

図 4.18 複反射鏡形ロンチの一次放射系 副反射鏡からの反射波のパターン
縮電ホーンとして 複モードホーンを使用.

(a) 振幅パターン ——— 測定値, - - - - 計算値

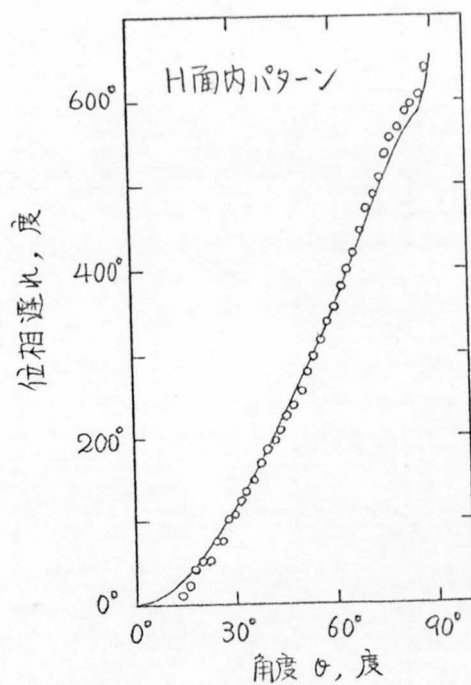
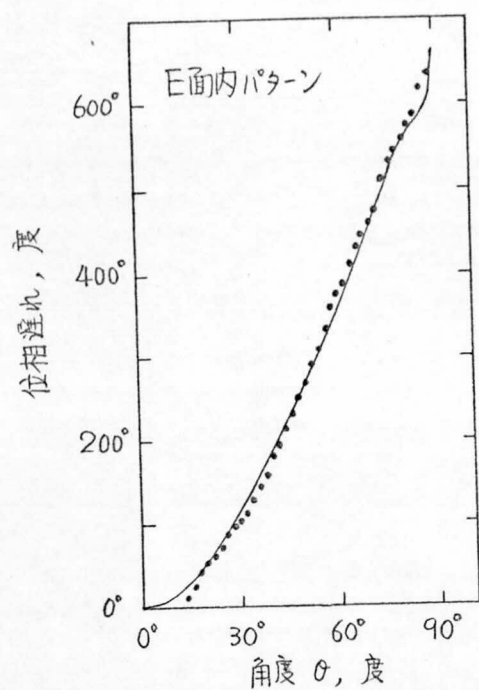


図4.18 つづき
(b) 位相パターン

• • 測定値 , — 計算値

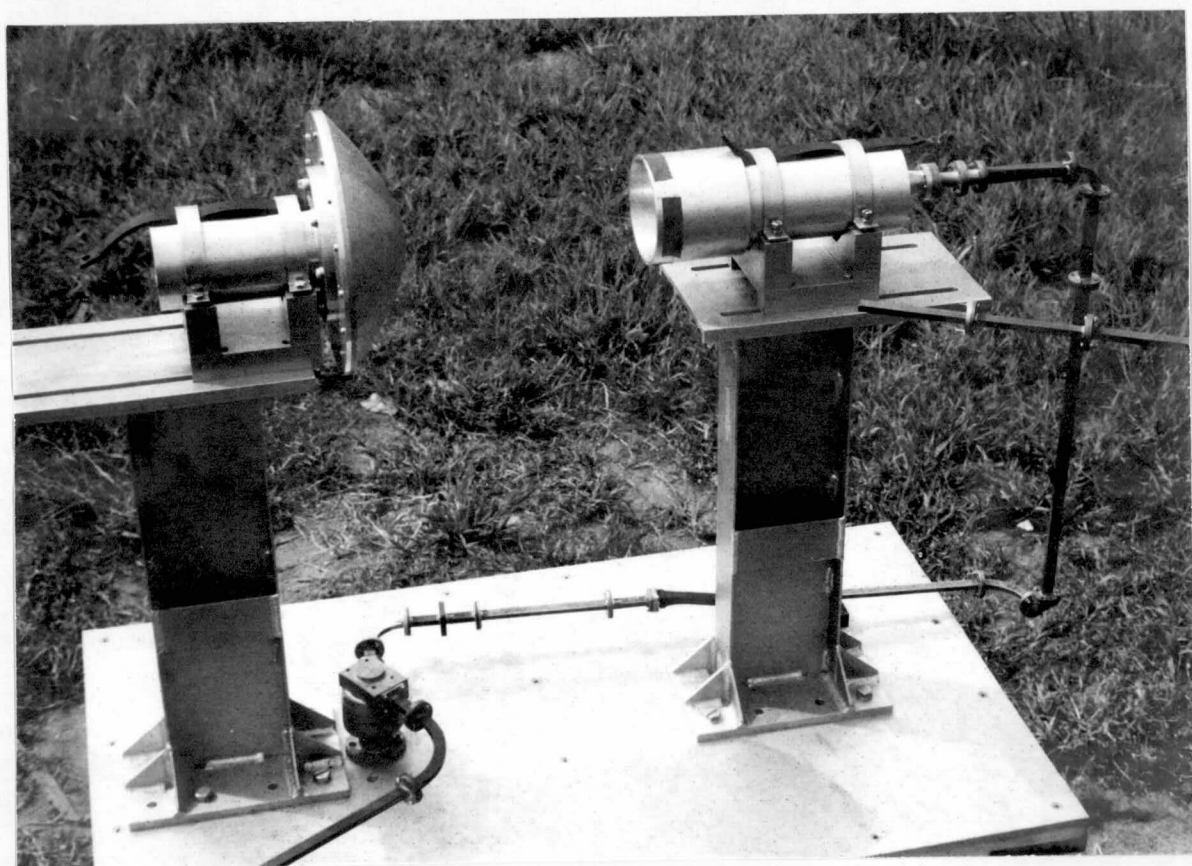


図4.19 一次放射系の放射パターンの測定

振幅パターンおよび位相パターンともに測定値と計算値とがよく一致している。
振幅パターンの測定値は、細かいピッチで変動しているのが記録されているが、
このうち角度の小さい範囲のは 副反射鏡からの反射波で給電ホーンに当たって
散乱を受けた波との干渉であり、角度の大きい範囲のは 給電ホーンからの直接
波と副反射鏡の反射波との干渉であることが、変動のピッチから結論できる。
位相パターンについても、角度の小さい範囲で乱れが著しい。

なお、参考のために、給電ホーンを単一モード励振としたときの副反射鏡から
の反射波のパターンを測定した結果を図4.20に示す。

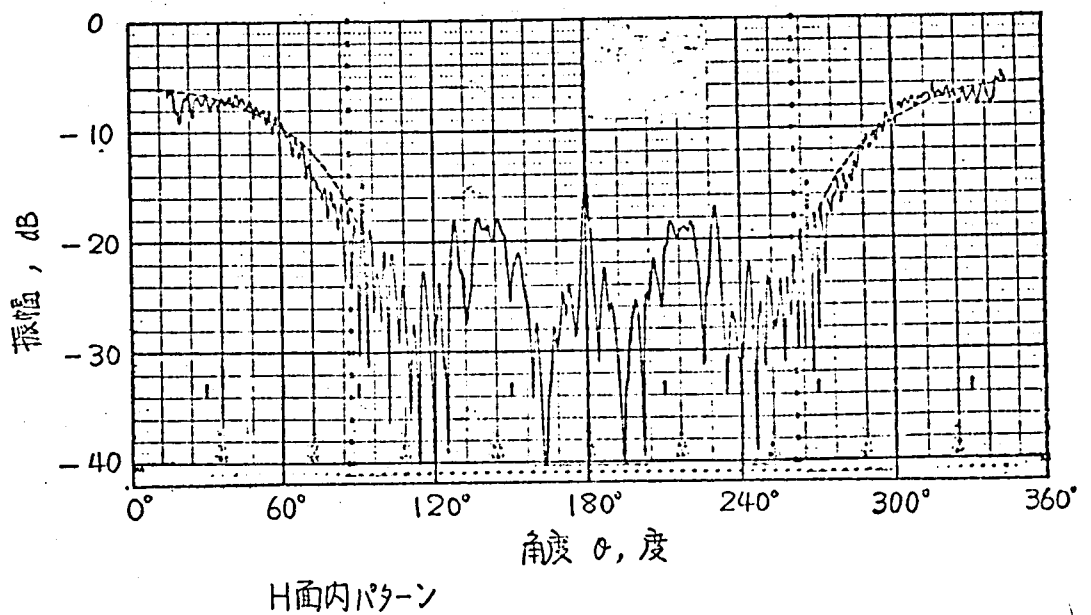
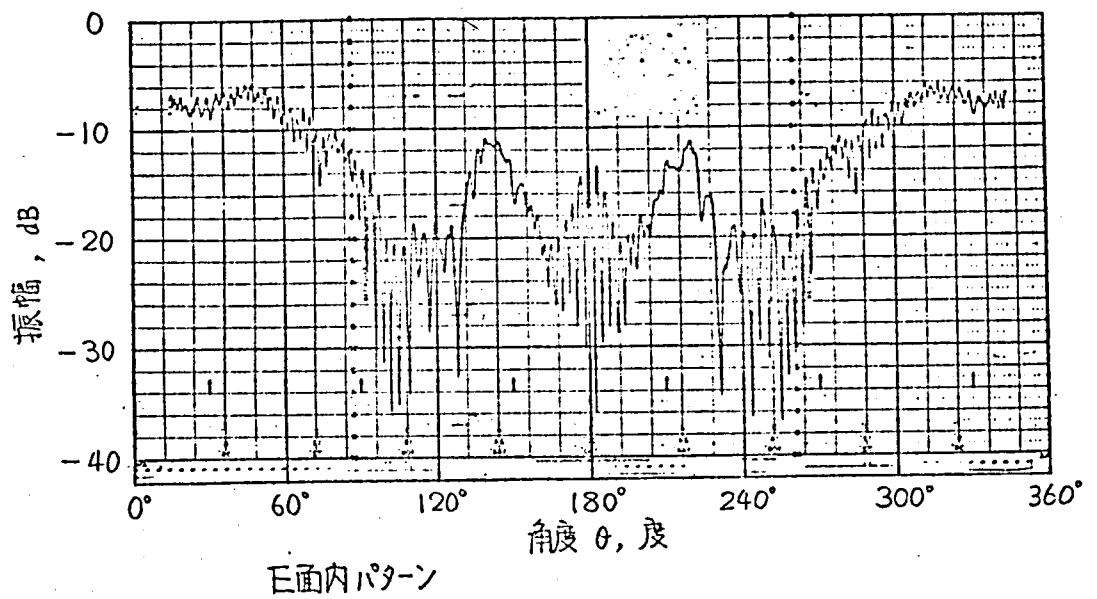


図4.20 複反射鏡形ホーンの一次放射系 副反射鏡からの反射波のパターン
給電ホーンとして、 TE_{10} モード励振の内ホーンを使用。
(a) 振幅パターン ——— 測定値, - - - - - 計算値

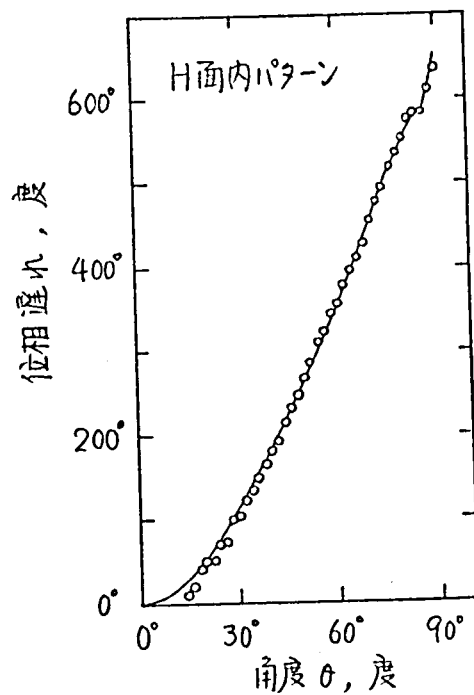
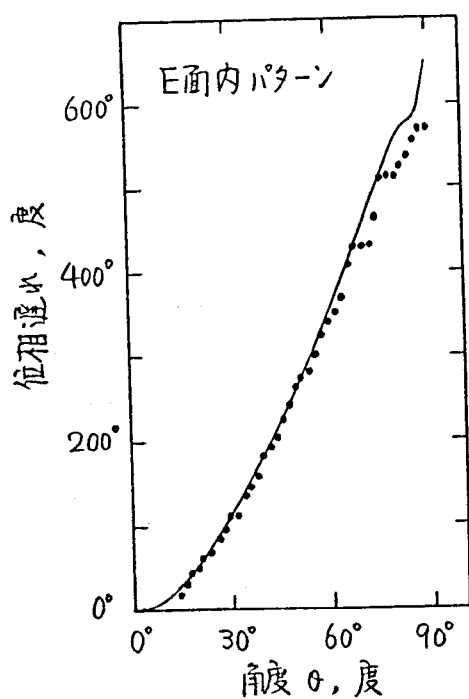


図 4.20. つづき
(b) 位相パターン

• • 測定値, — 計算値

4.3.2 複反射鏡形ロンチャの実験

4.3.2.1 複反射鏡形ロンチャの実験モデル

実験モデルは周波数 35 GHz で使用するものを作成した。実験モデルの寸法は 4.2.3 項に述べた最適設計例の通りであって、図 4.21 の寸法である。縮電ホーンは一次放射系の実験におけると同様に複モードホーンを使用し、回転対称な放射パターンを得ることにした。

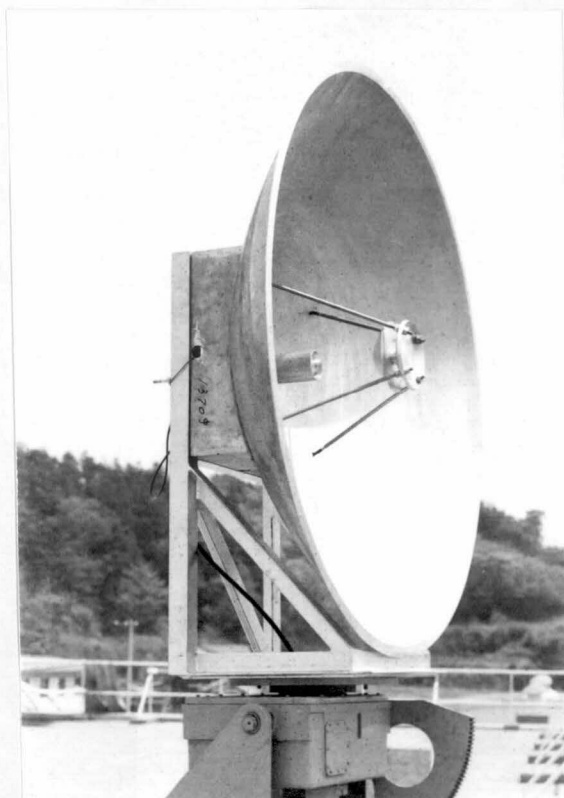
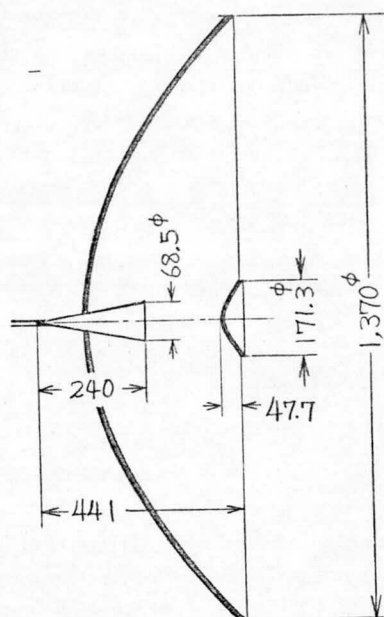


図 4.21 複反射鏡形ロンチャの実験モデル

4.3.2.2 放射特性の測定

ロンチャの放射特性として、ロンチャからみて最初の集束体の位置における断面内界分布およびロンチャの遠距離での放射パターンを測定した。

最初の集束体の位置における断面内界分布の測定結果を 図 4.22 に示す。図には最初の集束体の位置における基本ビームモード界分布の計算値を記入している。これから複反射鏡形ロンチャによる基本ビームモード励振の様子が確認できる。

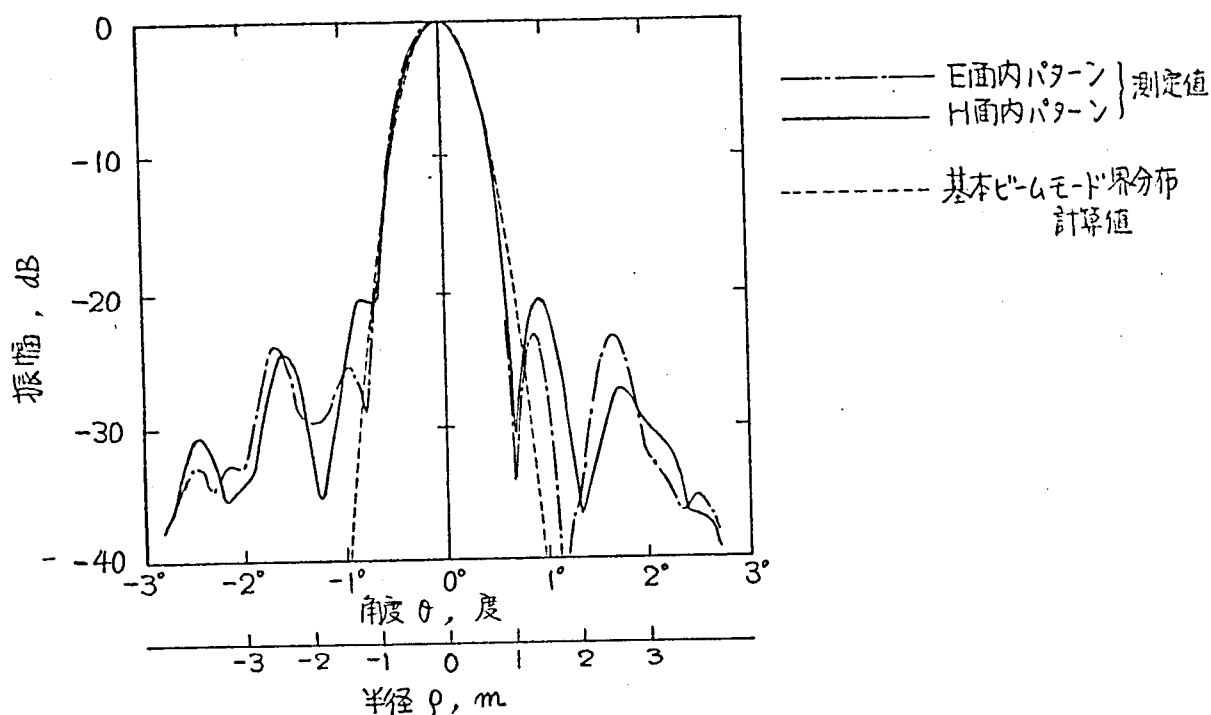


図4.22 最初の集束体の位置での断面内界分布

つぎに、遠距離放射パターンを測定した。対向アンテナとして開口直径 500 mm の円すいホーンリフレクタアンテナを用い、これと供試ロンチャとを約 230 m 離して放射パターンを測定した。このために厳密には遠距離放射パターンではなく、フレネル領域の放射パターンを測定したことになる。この測定の意義は、供試ロンチャの全周放射パターンを測定した点にある。測定結果を図4.23に示す。

放射パターンの測定値において、角度 $15^{\circ} \sim 25^{\circ}$ 附近の放射は副反射鏡からの漏洩波によるものであり、角度 $80^{\circ} \sim 90^{\circ}$ 附近の放射は主反射鏡からの漏洩波によるものである。このうち後者は極めて低いレベルである。この他に角度 $42^{\circ} \sim 48^{\circ}$ 附近に -48 dB 程度のかなり高いレベルの放射があるが、これは副反射鏡の支持柱による散乱波であることがわかった。副反射鏡支持柱による散乱波のレベルを下げるには支持柱を細くすることが有効であるが、機械的強度などから細くできないときには散乱波の放射方向が不都合な方向に向かないように配慮することが必要である。

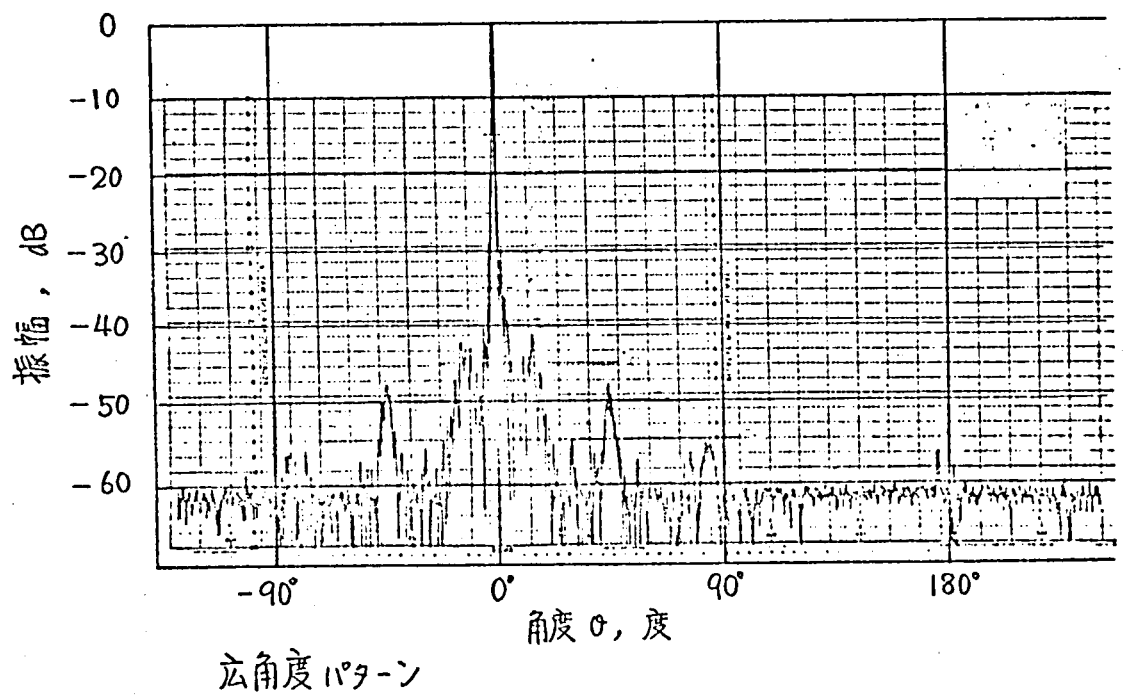
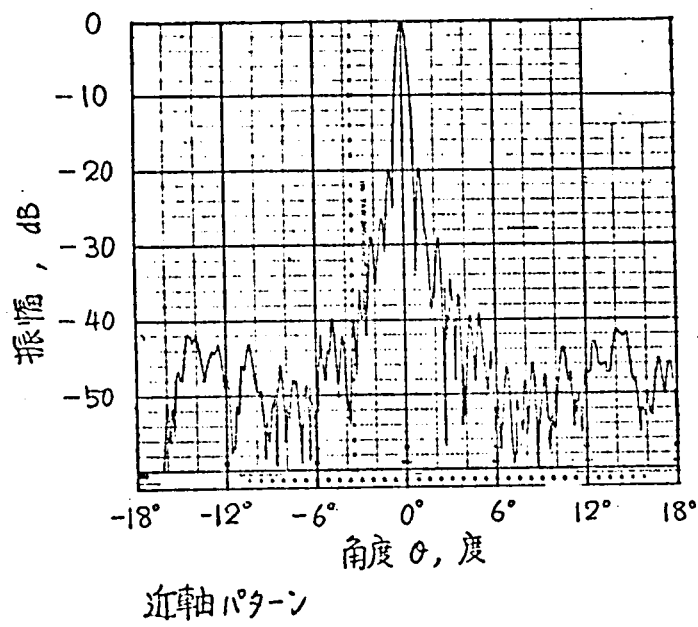
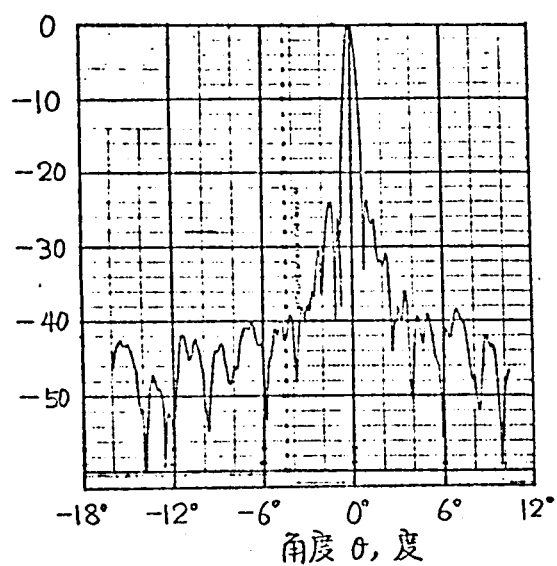
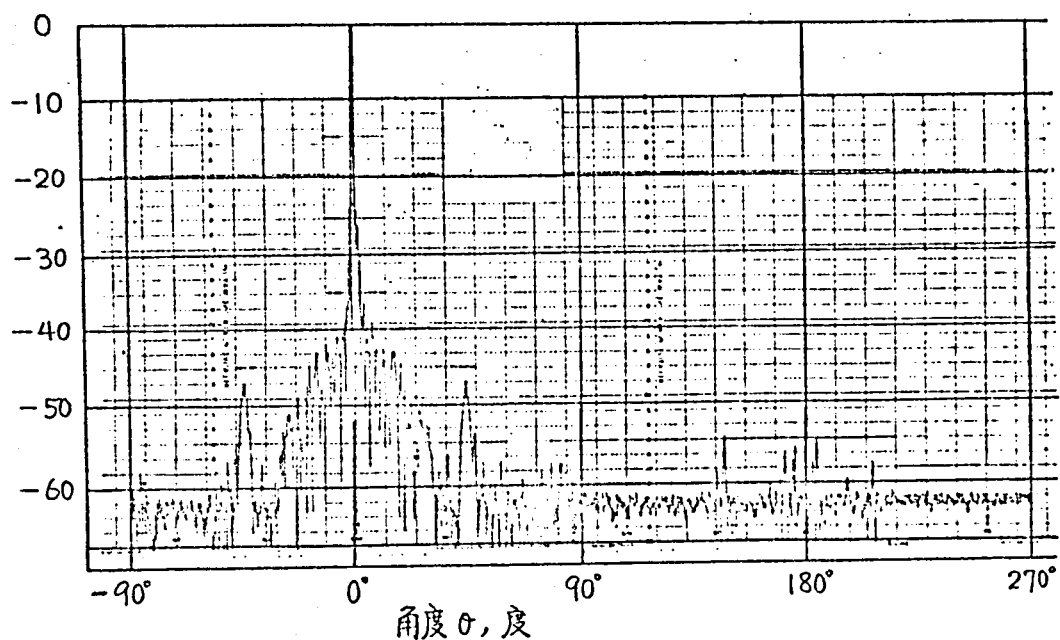


図4.23 複反射鏡形ロンの放射パターン
(a) E面内パターン



近軸パターン



広角度パターン

図4.23 複反射鏡形アンテナの放射パターン
(b) H面内パターン

4.3.2.3 励振能率の測定

複反射鏡形ロンチャの励振能率の測定は、球面反射鏡を用いる新しい方法によって行なった。この方法は、集束体の位置で基本ビームモードが持つ波面の曲率半径と等しい曲率半径を持つ球面反射鏡を集束体の位置に置き、これと供試ロンチャとを対向させるもので、ロンチャから放射した電磁波ビームをこの球面反射鏡で反射させて再びロンチャに入射させ、このときのロンチャに供給された電力と球面反射鏡で反射されロンチャに入射した電力との比を測定するものである。測定された電力の比から、球面反射鏡での基本ビームモードの回折損失などを差し引くことによって供試ロンチャの励振能率を求めるのである。この測定系を図4.24に示す。

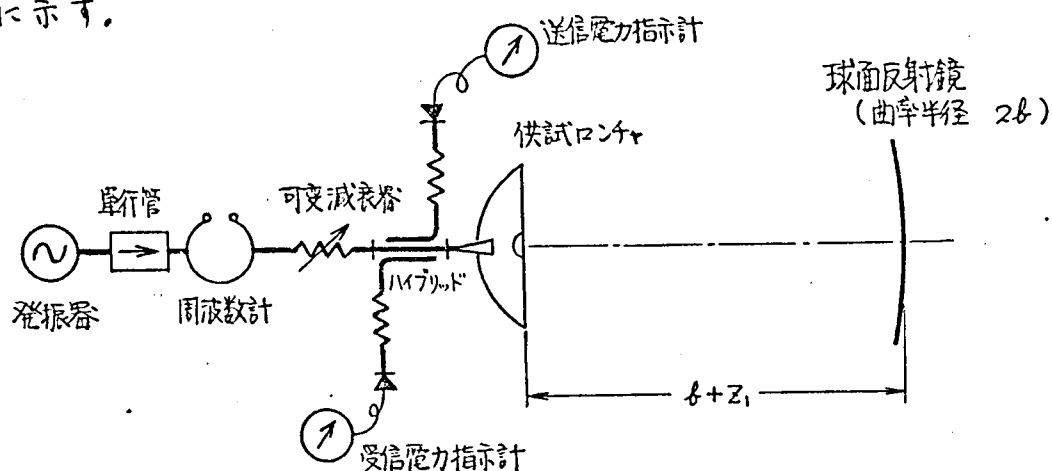


図4.24 球面反射鏡を用いるロンチャの能率測定系

実験に供したモデルは、図4.2で集束体間隔 $2l = 171\text{ m}$ 、ロンチャの位置 $Z_1 = 0$ 、使用周波数 35 GHz である。したがって、ロンチャと球面反射鏡との間隔は 85.5 m とし、球面反射鏡として曲率半径 171 m 、開口直径 2.2 m のものを使用した。図4.25は実験に用いた球面反射鏡であって、鏡面精度 0.2 mm r.m.s. が得られている。

なお、実験においては図4.24の測定系のハイブリッド回路のかわりにサーキュレータを用いた図4.26の測定回路を使用した。

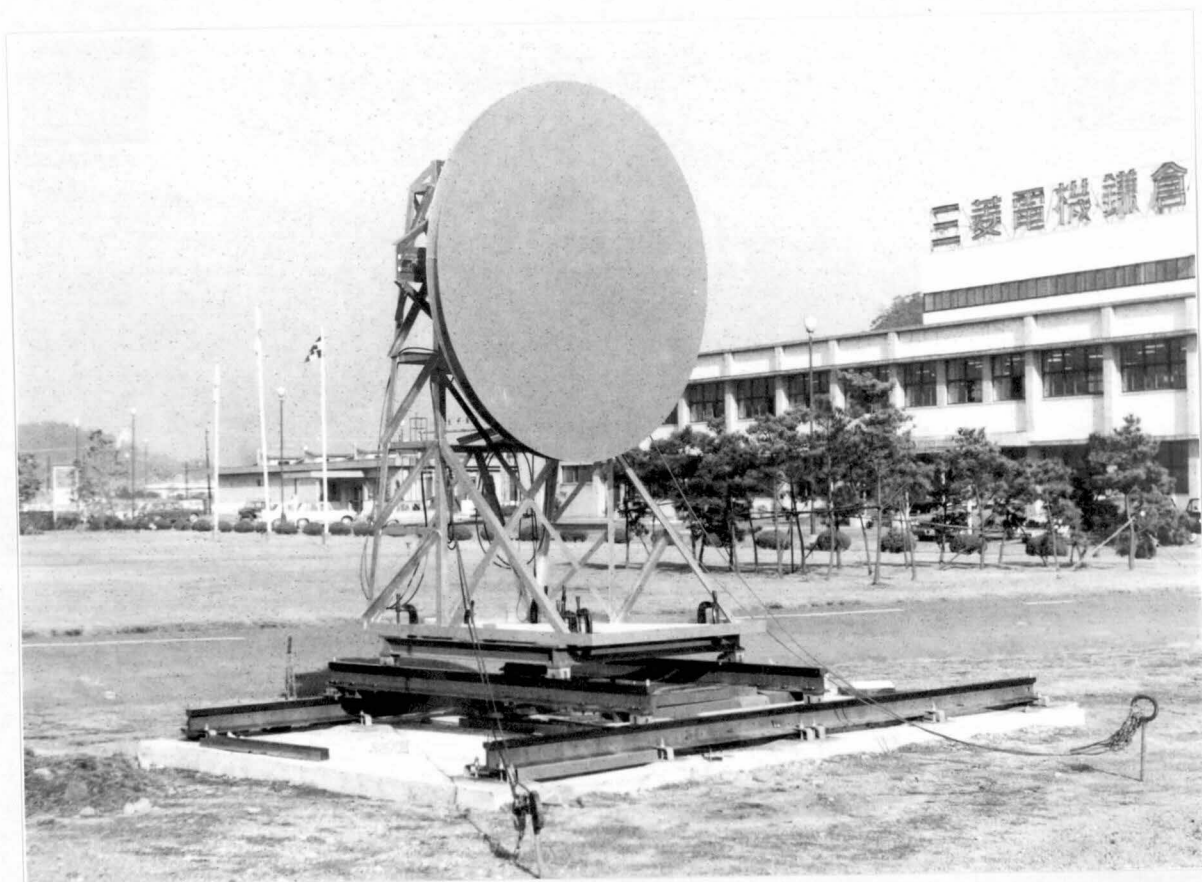


図4.25 励振能率の測定に用いた球面反射鏡。(直径 2.2m ϕ , 曲率半径 171m)

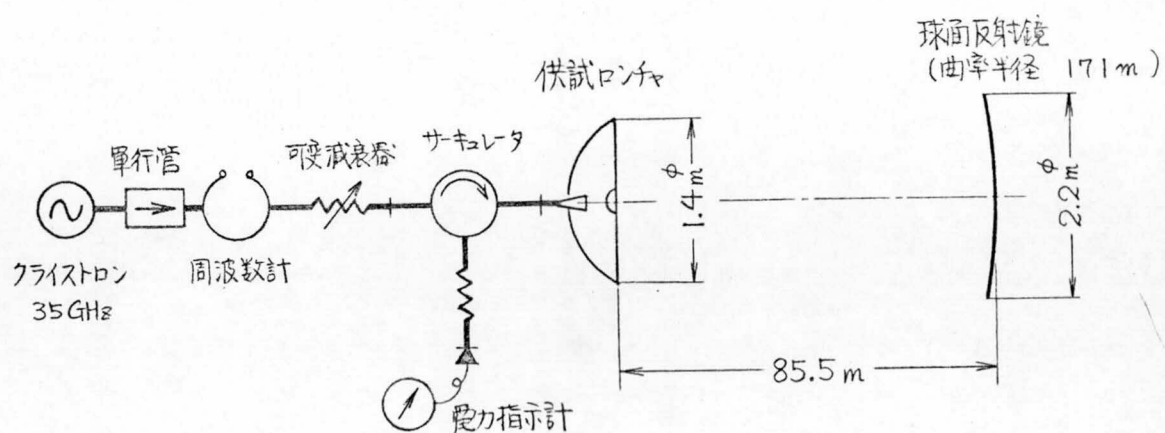


図4.26 球面反射鏡を用いた供試複反射鏡形ロンチの励振能率の測定

サーキュレータへの入力電力を 0 dB としたときの測定電力レベルを表 4.3 に示す。なお、供試ロンチャの入力電圧定在波比は 1.45 であった。

表 4.3

	0 dB
<p>供試ロンチャと球面反射鏡とを正対させる。</p>	- 3.1 dB
<p>供試ロンチャを球面反射鏡 以外の方向に向ける。</p>	- 17.9 dB
<p>サーキュレータの逆方向透過係数の測定。</p>	- 16.7 dB
<p>サーキュレータの順方向透過係数の測定。</p>	- 0.9 dB

これらの測定結果に基づいて供試ロンチャの励振能率を求める。このために、図 4.27 のような電力レベル図表を画く。図では供試ロンチャの反射と損失（すなわち励振能率）とを分けて画いている。

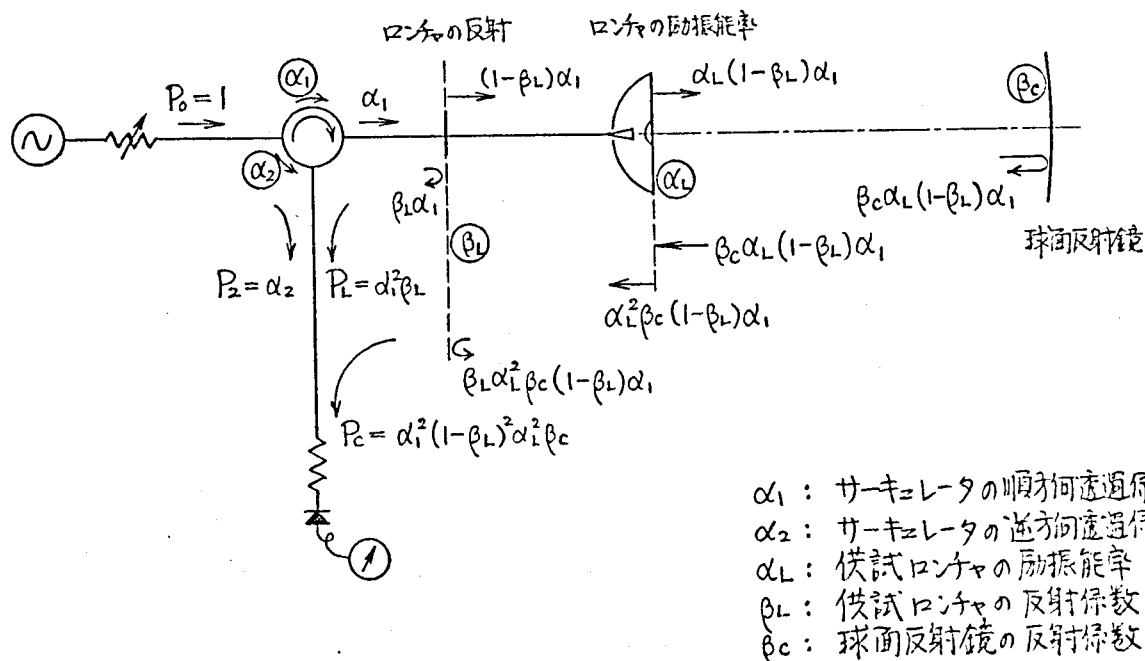


図 4.27 励振効率の測定における電力レベル図表

測定結果と電力レベル図表とを対応させると、

(1) P_2 と P_L との位相を考慮した和が -17.9 dB であり、

(2) P_C と (1) の結果との和が -3.1 dB である。

このことから P_C を計算すると -4.84 dB が得られる。この値に、サーキュレータの順方向透過係数 $\alpha_1 = -0.9 \text{ dB}$ 、供試ロンチャの反射係数 $\beta_L = -16.5 \text{ dB}$ ($VSWR = 1.45$)、および球面反射鏡の基本ビームモードに対する回折損失と鏡面あらさによる散乱損失から決まる球面反射鏡の反射係数 $\beta_C = -0.42 \text{ dB}$ を代入すると供試ロンチャの励振効率の測定値として、

$$\alpha_L = -1.16 \text{ dB} \quad (4.31)$$

が得られた。

供試ロンチャの励振効率の計算値は表 4.2 に示した通りで、 -1.07 dB であり、実験結果と比較するとき、かなり良い精度で一致している。

4.4 むすび

集束伝送路用ロンチャの一方式として考案した複反射鏡形ロンチャについて考察を行なった。まず、この形式のロンチャの励振能率のうちで2枚の反射鏡の大きさおよびロンチャ開口面上の界分布の形によって決まる能率について検討を行ない、ロンチャ開口面上に得るべき界分布の形が基本ビームモードがロンチャの位置で示す界分布より少し変形した形である方が励振能率が良くなることを明らかにした。これは、ロンチャ開口面の中央部に副反射鏡によるブロッキングが存在することによるものである。ついで、副反射鏡支持柱が存在するために開口面上に生じるブロッキングと励振能率との関係、2枚の反射鏡からの漏洩波や反射鏡の鏡面あらさによる散乱波と位相分布の乱れ、副反射鏡の支持柱による散乱波などと励振能率との関係について検討した。副反射鏡支持柱と励振能率との関係は、この支持柱によるブロッキングのためにロンチャ開口面積が変化する割合いの自乗に等しいこと、反射鏡の鏡面あらさと励振能率との関係は、反射鏡を用いたアンテナにおける反射鏡の鏡面あらさと利得低下との関係に等しいことなどがわかった。これにより、この形式のロンチャの励振能率を理論的に求めることができるようになった。

複反射鏡形ロンチャは電磁ホーンと2枚の回転対称な反射鏡を用いることによって、ロンチャ開口面上に得る界分布の振幅分布と位相分布を共にロンチャの高効率化をはかるのに必要な上述の界分布に等しくすることを特徴とする。この開口面界分布を得るために幾何光学的手法を用いて反射鏡の鏡面座標を求める方法について述べた。

複反射鏡形ロンチャの励振能率および設計法について理論的に考察した結果を確かめるために実験モデルを作り、励振能率および放射特性の測定を行なった。実験結果は理論的に求めたものと良くあっている。

複反射鏡形ロンチャはその開口面中央に存在する副反射鏡やその支持柱によるブロッキングの影響を受けるけれども、簡単な構造で高い励振能率が得られる。

5. 四反射鏡形ロンチャ

集束伝送路用ロンチャの高能率化のための他の一方式として考案した四反射鏡形ロンチャについて述べる。4章で述べた複反射鏡形ロンチャは、その開口面の中央部に副反射鏡が存在し、この部分が有効に働かないので、励振能率および放射特性に上限がある。ロンチャ開口面上の障害物を除去して励振能率および放射特性を改善するための一つの方法として考案したのが四反射鏡形ロンチャである。

5.1 四反射鏡形ロンチャの構成

四反射鏡形ロンチャは図5.1に示すように、給電ホーンと4枚の回転対称な反射鏡とを共軸的に配置して構成される。このロンチャの開口面は反射鏡#4の開口面であって、開口面を正面から見ると図5.1のようにロンチャ開口面上に障害物が存在しない。ただし、反射鏡#1と#4とを固定するためには支持柱が必要であり、この支持柱が愛磁波をさえぎることになるので開口面上に支持柱の影が投影される。

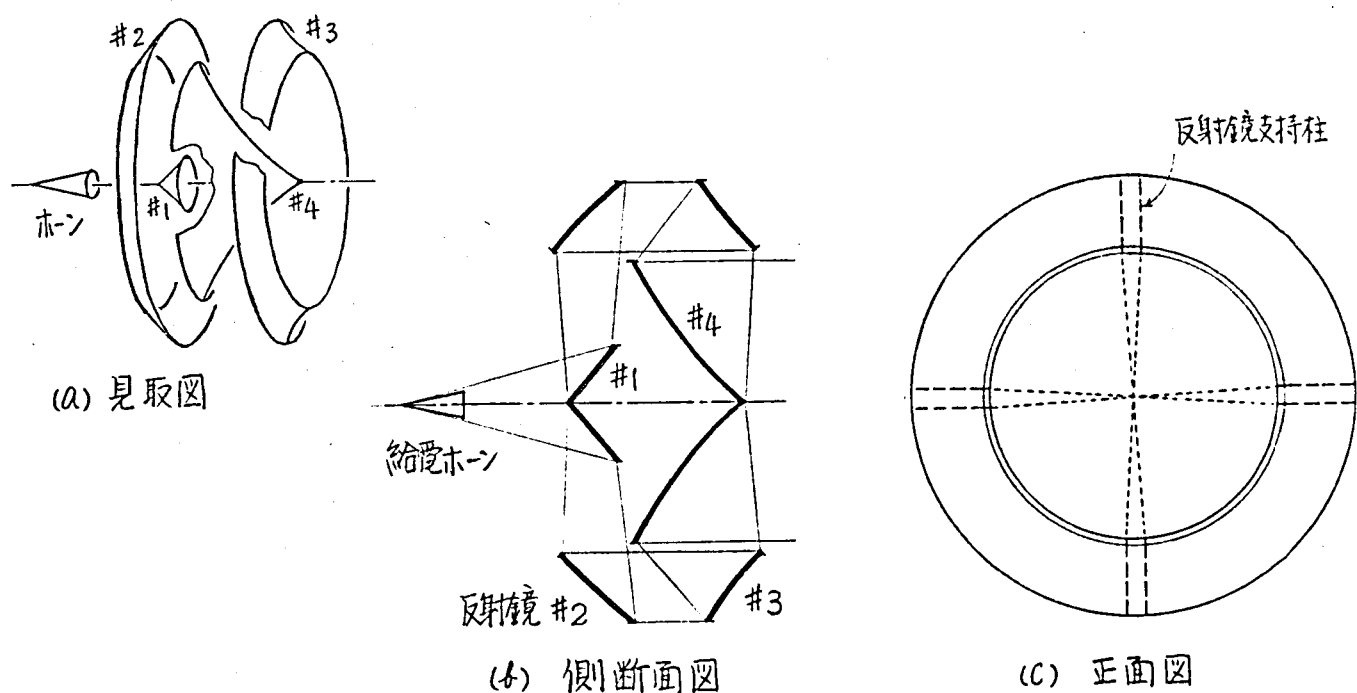


図 5.1 四反射鏡形ロンチャ

給電ホーンから放射された電磁波は反射鏡#1と#2とで順に反射されて、反射鏡#2の開口面上に円環状の界分布を作り出す。さらに、反射鏡#2の開口面上の界分布を2枚の反射鏡#3, #4を用いて修整し、反射鏡#4の開口面上に集束伝送路の基本ビームモード界分布に等しい界分布を作り出すのである。

給電ホーンおよび4枚の反射鏡はロンチヤの軸に関して回転対称となるので、工作が比較的簡単である。さらに、反射鏡#1, #2および#3を大きくすることができ、各反射鏡での反射についての幾何光学近似がよくあてはまるようになる。

給電ホーンおよび各反射鏡鏡面の構成については、給電ホーンと反射鏡#1, #2の構成と、反射鏡#3, #4の構成とに分けて考察する。複反射鏡形ロンチヤの場合と同様に、給電ホーンの放射パターンはホーンの軸に関して回転対称であると仮定する。したがって、反射鏡鏡面の考察にあたってはロンチヤの軸を含む断面内で考えればよい。

5.1.1 給電ホーンおよび反射鏡#1, #2の構成

反射鏡#1, #2の設計にあたって、給電ホーンの放射パターンが与えられたとき反射鏡#2の開口面上での波面がロンチヤの軸に垂直な平面となるように反射鏡#1, #2の鏡面を決めることにする。

まず、ホーンの位相中心を中心として回転した場合の給電ホーンの位相パターンが均一であると考えられる角度範囲内の放射波だけを反射鏡#1に吹き付ける場合には、図5.2のように、反射鏡#1は給電ホーンの位相中心を一方の焦点とする双曲線であり、反射鏡#2は双曲線の他の一方の焦点を焦点としロンチヤの軸と平行な対称軸を持つ放物線であればよい。しかし、図4.11に示したように給電ホーンの放射パターンは角度が大きくなると位相中心を中心とする球面波が放射されているとみなせなくなるので、反射鏡#1への吹き付け角を小さくして構成

せねばならなくなる。この場合には、給電ホーンの放射電力のうち反射鏡#1に当たらない電力が増加して、ロンチャの励振能率が悪くなるので好ましくない。

つぎに、給電ホーンの位相パターンが均一でない場合の2枚の反射鏡鏡面の設計について述べる。反射鏡#1または#2の一方を修整することによって反射鏡#2の開口面上に均一な位相分布を得ることができる。

ここでは、反射鏡#1を修整し、反射鏡#2を放物線とする場合について考察することにする。

図5.3のように反射鏡#2はロンチャの軸と平行な対称軸を持つ放物線とし、ロンチャの軸を z 軸とし、平面 $z=0$ 内に放物線の焦点 F がくるように円筒座標系 (ρ, ϕ, z) を設定する。点 P は給電ホーンの位相中心であって、点 P と原点との距離を d 、ロンチャの軸と放物線の軸の間隔を l 、放物線の焦点距離を f とする。

給電ホーンの放射パターンは回転対称であって、反射鏡#1の位置で、

$$H(\theta) = h(\theta) e^{j\psi(\theta)}$$

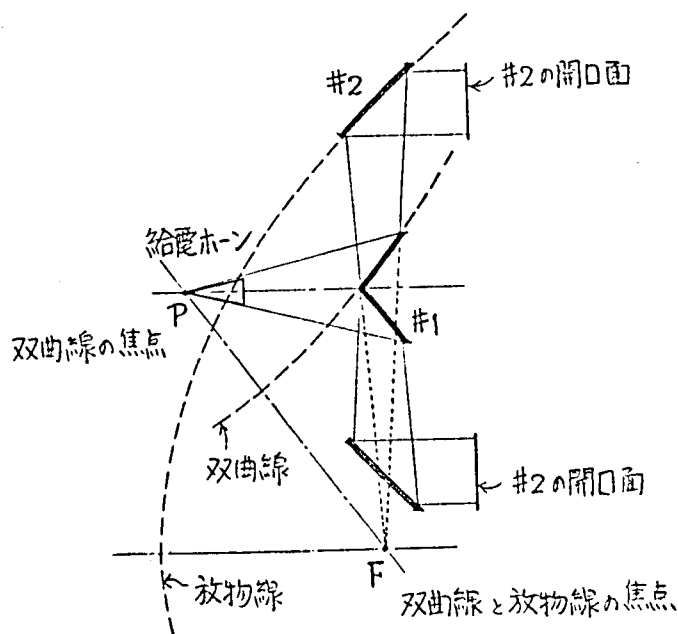


図5.2 反射鏡#1と#2の構成
(給電ホーンが球面波を放射する場合)

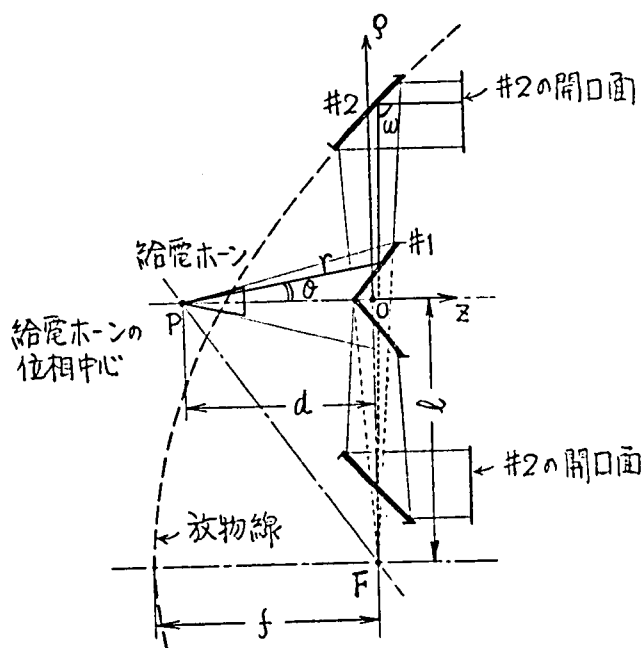


図5.3 反射鏡#1と#2の構成
(反射鏡#1を修整する場合)

で与えられるとき、反射鏡 #2 の開口面上で均一な位相分布を得るためには、次の関係式が満たされねばならない。

(1) 反射鏡 #1 での反射の関係式 (Snell の法則)

$$\frac{dr}{r d\theta} = \tan\left(\frac{\theta + \omega}{2}\right) \quad (5.2)$$

(2) 位相分布の関係式

$$r - \frac{l + r \sin \theta}{\cos \omega} + \frac{\Phi(\theta)}{k} = \text{constant} \quad (5.3)$$

ただし、 k は自由空間における伝搬定数である。

(5.3) は ω と r 、 θ との関係を与えるので、(5.2) は θ を独立変数とする微分方程式となる。両反射鏡の寸法などの初期条件を与えることによりこの方程式を解いて反射鏡 #1 の鏡面座標を決定することができる。

反射鏡 #2 の開口面上の界分布のうち振幅分布を $g(\rho)$ と表すとき、幾何光学近似により、

$$\{g(\rho)\}^2 \rho d\rho = \{h(\theta)\}^2 \sin \theta d\theta \quad (5.4)$$

$$\rho = \frac{2f \sin \omega}{1 + \cos \omega} - l \quad (5.5)$$

なる関係があるので、これらと反射鏡 #1 の鏡面座標とから振幅分布 $g(\rho)$ を決定することができる。

5.1.2 反射鏡#3, #4の構成

反射鏡#1, #2を設計することによって求めた反射鏡#2開口面上の界分布を用いて, 反射鏡#4の開口面上に基本ビームモード界分布に等しい界分布を得るように反射鏡#3, #4の鏡面の形を決める。

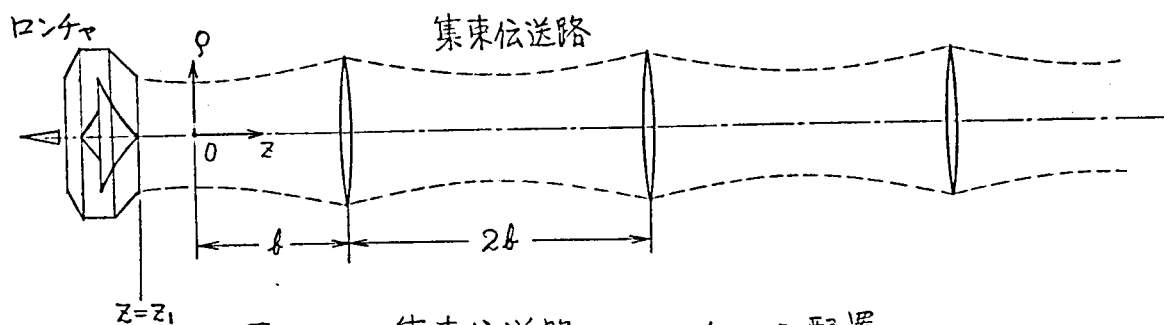


図 5.4 集束伝送路とロンチャの配置

ロンチャと集束伝送路との配置が図5.4の通りであって, 集束体間隔が $2b$, 最初の集束体からロンチャ側に b だけ離れた点を原点とし集束伝送路の軸を z 軸とする円筒座標系 (ρ, ϕ, z) を設定するとき, ロンチャ開口面が断面 $z=z_1$ に存在するものとする。ロンチャ開口面における基本ビームモード界分布の式は(3.4)から

$$E_{0,0}(\rho, z_1) = f_{0,0}(\rho, z_1) e^{-j\psi(\rho, z_1)} \quad (5.6)$$

$$f_{0,0}(\rho, z_1) = \frac{1}{\sqrt{1+v_1^2}} e^{-\frac{1}{1+v_1^2} \cdot \frac{k}{2b} \rho^2} \quad (5.6a)$$

$$\psi(\rho, z_1) = \frac{v_1}{1+v_1^2} \cdot \frac{k}{2b} \rho^2 \quad (5.6b)$$

$$v_1 = \frac{z_1}{b} \quad (5.6c)$$

である。

反射鏡#2開口面上の界分布は, 位相分布が均一であって, 振幅分布が5.1.1項で求められた $g(\rho)$ である。

図5.5に示すように座標系および変数を設定する。反射鏡#3, #4の鏡面座

標の決定は、複反射鏡形コンチヤの鏡面設計に用いた方法を拡張して、やはり幾何光学近似により次の三つの条件を用いる。

(1) 反射鏡 #3, #4 での反射の関係式 (Snell の法則)

$$\frac{dy}{d\xi} = \frac{d\eta}{d\rho} = \tan\left(\frac{\theta}{2}\right) \quad (5.7)$$

(2) 振幅分布の関係式

$$\frac{\int_{\rho_1}^{\rho} \{f_{0,0}(\rho, z_1)\}^2 \rho d\rho}{\int_{\rho_1}^{\rho_2} \{f_{0,0}(\rho, z_1)\}^2 \rho d\rho} = \frac{\int_{\xi_1}^{\xi} \{g(\xi)\}^2 \xi d\xi}{\int_{\xi_1}^{\xi_2} \{g(\xi)\}^2 \xi d\xi} \quad (5.8)$$

(3) 位相分布の関係式

$$\eta - y + \frac{\xi - \rho}{\sin \theta} + \frac{\psi(\rho, z_1)}{k} = \text{constant} \quad (5.9)$$

(5.8) が ρ と ξ との関係を与え、
(5.9) が θ と y, ξ, η, ρ との
関係を与えるので、(5.7) から ξ
を独立変数とし、 y, η を従属変
数とする連立微分方程式が導かれ
る。

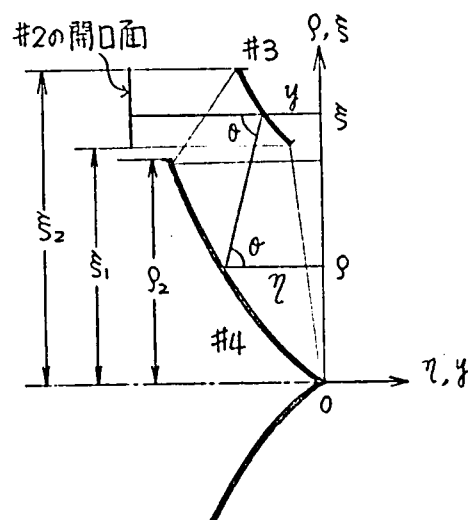


図 5.5 反射鏡 #3 と #2 の構成

$$\left. \begin{aligned} \frac{dy}{d\xi} &= \tan\left(\frac{\theta}{2}\right) \\ \frac{d\eta}{d\xi} &= \tan\left(\frac{\theta}{2}\right) \cdot \frac{\{g(\xi)\}^2 \xi}{\{f_{0,0}(\rho, z_1)\}^2 \rho} \cdot \frac{\int_{\rho_1}^{\rho_2} \{f_{0,0}(\rho, z_1)\}^2 \rho d\rho}{\int_{\xi_1}^{\xi_2} \{g(\xi)\}^2 \xi d\xi} \end{aligned} \right\} \quad (5.10)$$

この連立微分方程式に両反射鏡の寸法と配置および反射鏡#2開口面上の界分布などの初期条件を与えて解くことによって、反射鏡#3, #4の鏡面座標を求めることができる。計算は電子計算機を用いて行なった。

5.2 四反射鏡形ロンチャの特性

5.2.1 四反射鏡形ロンチャの励振能率

四反射鏡形ロンチャの励振能率を，開口面上にビームモード波を得るまでの段階の能率 η_g と基本ビームモード励振能率 η_m とに分けて考察する。

5.2.1.1 ビームモードを得るまでの能率

四反射鏡形ロンチャにおいては，給電ホーンに供給された電力に対するロンチャ開口面上に得られたビームモード波の電力の割合いで定義される能率 η_g は次のように分けて考察することができる。

$$\eta_g = \eta_{s1} \cdot \eta_{s2} \cdot \eta_{s3} \cdot \eta_{s4} \cdot \eta_{gs} \cdot \eta_{gr} \cdot \eta_t \quad (5.11)$$

ここで，

$\eta_{s1}, \eta_{s2}, \eta_{s3}$ および η_{s4} はそれぞれ反射鏡 #1, #2, #3 および #4 に当たらない漏洩波に基づく能率，

η_{gs} は反射鏡 #1, #4 の支持柱による散乱波に基づく能率，

η_{gr} は4枚の反射鏡の鏡面あらさによる散乱波に基づく能率，

η_t は給電ホーンの反射損失および給電ホーンと反射鏡との抵抗損失に基づく能率，

を表わすものとする。

それぞれの能率は次のように計算される。

能率 η_{s1} は給電ホーンの放射パターンが (5.1) で与えられるとき，

$$\eta_{s1} = \frac{\int_0^{2\theta_b} \{h(\theta)\}^2 \sin \theta \, d\theta}{\int_0^\pi \{h(\theta)\}^2 \sin \theta \, d\theta} \quad (5.12)$$

である。ここで， $2\theta_b$ は給電ホーンの位相中心から反射鏡 #1 を見込む角である。

能率 η_{s2} は反射鏡 #1 からの反射波の放射パターンが

$$H_1(\varphi) = h_1(\varphi) e^{j\Phi_1(\varphi)} \quad (5.13)$$

で表わせるとき、

$$\eta_{s2} = \frac{\int_{\varphi_1}^{\varphi_2} \{h_1(\varphi)\}^2 \sin \varphi \, d\varphi}{\int_0^\pi \{h_1(\varphi)\}^2 \sin \varphi \, d\varphi} \quad (5.14)$$

となる。ここで、角度 φ_1 から φ_2 の範囲の電磁波が反射鏡 #2 に当たるとする。

能率 η_{s3} , η_{s4} についても同様に、反射鏡 #2 と #3 の反射波のうちそれぞれ反射鏡 #3 と #4 に当たる電力の割合として計算できる。

能率 η_{gs} は反射鏡 #1, #4 の支持柱が図 5.1 に示すように反射鏡 #2 と #3 の間で電磁波をさえぎり、支持柱によって散乱を受けた部分がロンチャ開口面上に図 5.6 のような狭い開き角の扇形として投影される。支持柱の太さを d , ロンチャ

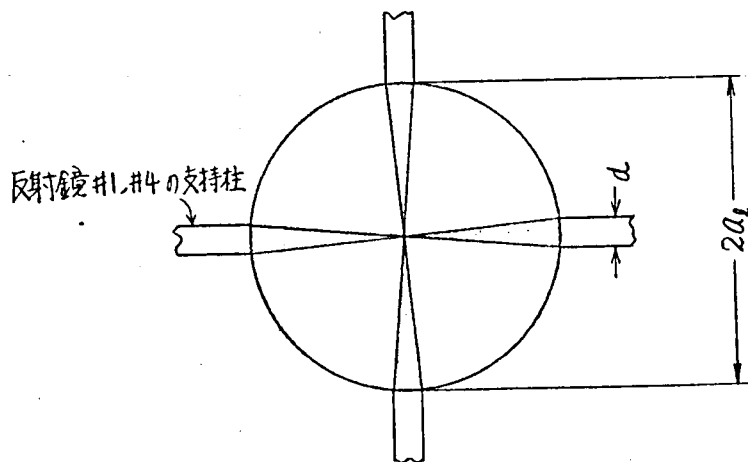


図 5.6 反射鏡 #1, #2 の支持柱により開口面に生ずる影

開口面の直径を $2a_e$ とするとき、扇形の開き角が $\frac{d}{a_e}$ (rad.) であるから、(3.26)

によって、

$$\eta_{gs} = 1 - \frac{nd}{2\pi a_e} \quad (5.16)$$

となる。ここで、 n は支持柱の数である。

能率 η_{gr} については複反射鏡形ロンチャのところで述べたように、各反射鏡の鏡面のランダム誤差の標準偏差をそれぞれ $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$ および σ_4 とするとき (4.20) と同様にして、

$$\eta_{gr} = e^{-\frac{(k\Delta_1)^2}{2}} \cdot e^{-\frac{(k\Delta_2)^2}{2}} \cdot e^{-\frac{(k\Delta_3)^2}{2}} \cdot e^{-\frac{(k\Delta_4)^2}{2}} \quad (5.17)$$

で求めることができる。ここで、各反射鏡への入射角を θ_i ($i=1, 2, 3, 4$) とすると

$$\Delta_i = 2k\sigma_i \cos \theta_i, \quad i=1, 2, 3, 4 \quad (5.18)$$

であり、 k は伝搬定数を表わす。

能率 η_x のうち反射鏡での抵抗損失については複反射鏡形ロンチャのところで述べたようにほとんど問題にならない。給電ホーンの反射損失については、給電ホーン自体の入力定在波比が小さく、また、反射鏡 #1 からの反射波のうち給電ホーンの方角への反射波が極めて小さいので、ほとんど損失がないと考えられる。

四反射鏡形ロンチャは開口面中央部にブロッキングが存在しないので、複反射鏡形ロンチャの場合の能率 η_{gb} に相当するものがない。複反射鏡形ロンチャについての能率 η_{gb} が励振能率に占める割合が大きいいことから、四反射鏡形ロンチャの励振能率の向上が期待できる。ただし、反射鏡の数が4枚に増えているので、反射鏡の数に関する能率である反射鏡からの漏残波に基づく能率と反射鏡の鏡面あらさによる能率が低下することは避けられない。

5.2.1.2 四反射鏡形ロンチャの基本ビームモード励振能率

ロンチャ開口面上に得られたビームモード波に含まれる基本ビームモード成分の電力の割合いで定義される基本ビームモード励振能率 η_m は、四反射鏡形ロンチャの場合には、次のように分けて考察することができる。

$$\eta_m = \eta_{mf} \cdot \eta_{ms} \cdot \eta_{mr} \quad (5.18)$$

ここで、

η_{mf} はロンチャ開口直径が有限であることに基づく能率、

η_{ms} は反射鏡 #1, #4 支持柱が存在するためにロンチャ開口面上に図 5.6 に示したような電磁界分布が零になる部分が存在することに基づく能率、

η_{mr} はロンチャ開口面界分布の振幅、位相の乱れに基づく能率、を表わしている。

複反射鏡形ロンチャの励振能率に関する 4.2 節での検討から明らかのように、四反射鏡形ロンチャの開口面に得るべき界分布の形は基本ビームモードの界分布である。ここではロンチャ開口面上に基本ビームモード界分布に等しい界分布を得た場合について上述の能率を計算する。

能率 η_{mf} は (3.15) で計算でき

$$\eta_{mf} = 1 - e^{-2\pi N_L} \quad (5.19)$$

である。ここで、 N_L はロンチャ開口面のフレネル数である。

能率 η_{ms} は開口面における反射鏡支持柱の影が図 5.6 のようになるので (3.26) から、

$$\eta_{ms} = 1 - n \frac{d}{2\pi a_e} \quad (5.20)$$

となる。ここで、 n は支持柱の数である。

5.2.2 四反射鏡形ロンチャの放射特性

四反射鏡形ロンチャの開口面上には障害物が存在しないので、このロンチャの放射特性は複反射鏡形ロンチャの場合のような開口面中央部の円形ブロッキングによるサイドローブレベルの上昇がない。さらに、反射鏡 #1, #2 および #3 の大きさに厳しい制限がなく、各反射鏡からの漏洩波のレベルが充分小さくなるように反射鏡の寸法を大きくすることが可能である。

このことから、四反射鏡形ロンチャの放射特性としては 3 章で求めた放射特性のうちで開口面中央部にブロッキングのない場合の結果を用いることができる。四反射鏡形ロンチャは極めて低いサイドローブレベルのすぐれた放射特性を持っている。

5.3 四反射鏡形ロンチャの設計例

四反射鏡形ロンチャの構成法および励振能率についての検討結果を用いてこの形式のロンチャの設計を行なった。設計例について設計の手順を示すとともに、設計例の励振能率を計算した結果を示し、複反射鏡形ロンチャと比較する。

集束伝送路は集束体が間隔 $12,800\lambda$ で等間隔に配置されている場合を考えることにし、ロンチャが設置される位置は図5.4 で $z_1=0$ の位置であるとする。この位置は基本ビームモード界分布の広がりが最も小さくなる位置であって、ロンチャの開口面直径が一定のとき最大のフレネル数が得られる位置である。また、この位置では基本ビームモード界分布のうち位相分布が均一分布である。

ここで考える四反射鏡形ロンチャの各部寸法を表5.1のように決める。

表5.1 四反射鏡形ロンチャ設計例の寸法

ロンチャ開口面直径	160 λ	フレネル数 $N_1 = 1.0$
反射鏡 #1 直径	35 λ	
反射鏡 #2 の内直径	160 λ	
反射鏡 #2 の外直径	230 λ	
反射鏡 #3 の内直径	160 λ	
反射鏡 #3 の外直径	230 λ	
給電ホーンの開口直径	8 λ	
給電ホーンの軸長	28 λ	

給電ホーンとしては、給電ホーンの近距離領域に副反射鏡を設置する形をとることにする。円すいホーンの近距離領域での放射パターンが求められているのでこれを利用し、給電ホーンの放射パターンの反射鏡 #1 周辺部でのレベルを考慮して、給電ホーンの開口直径 8 λ 、給電ホーンの軸長 28 λ 、反射鏡 #1 の直径

35λ に対する吹付け角 (半値) 12.5° を採用した。給電ホーンと反射鏡 #1 との配置を図 5.7 に示す。

反射鏡 #1, #2 の鏡面座標を決定するために給電ホーンの反射鏡 #1 の位置での放射パターンが必要である。給電ホーンの頂点から距離 70λ の球面上での放射パターンの計算値を図 5.8 に示す。

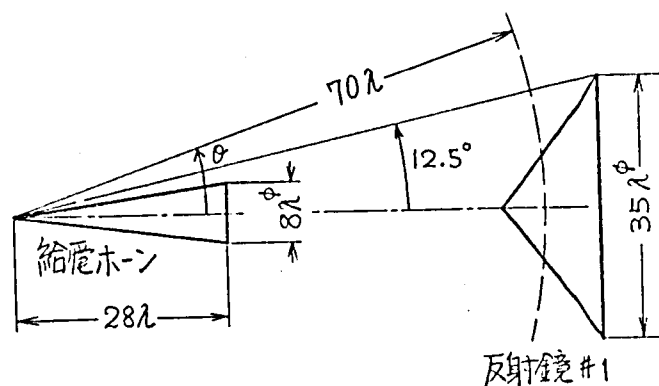


図 5.7 給電ホーンと反射鏡 #1 の配置

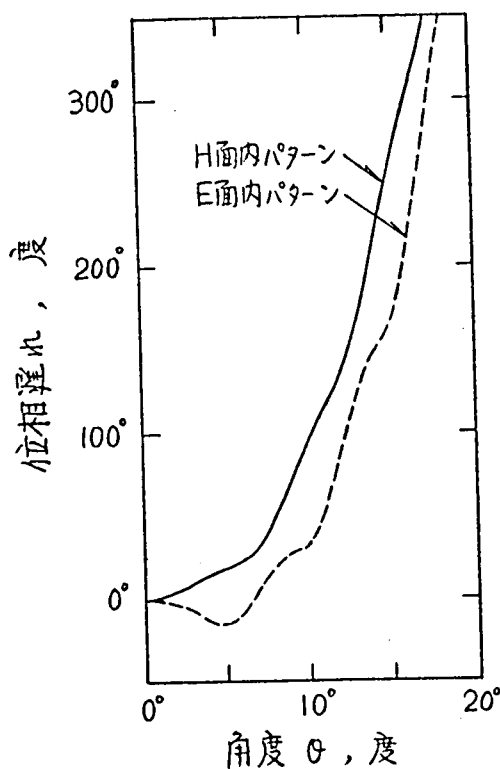
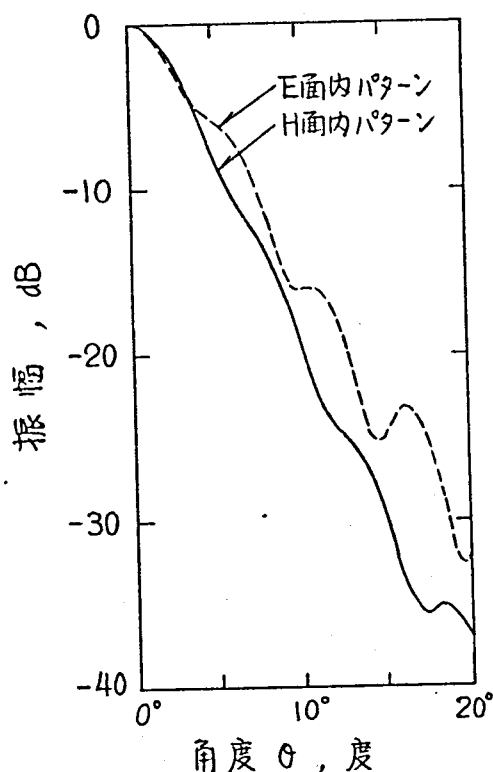


図 5.8 円すいホーンの放射パターン。(測定距離: 70λ , 回転中心: ホーンの頂点)

給電ホーンを複モードホーンとして使用すると円すいホーンの H 面内放射パターンをホーンの軸のまわりに回転した回転対称な放射パターンが得られるので、鏡面座標の計算には図 5.8 の H 面内放射パターンを用いる。

反射鏡 #2 は放物線であって、その焦点距離を 95λ , ロンチャの軸と放物線の軸との間隔を 75λ とする。これと給電ホーンの放射パターンを用いて (5.2) を解くことによって反射鏡 #1, #2 の鏡面座標および反射鏡 #2 の開口面上の界

分布が計算できる。図5.9は反射鏡#2開口面上の界分布の計算値を示す。

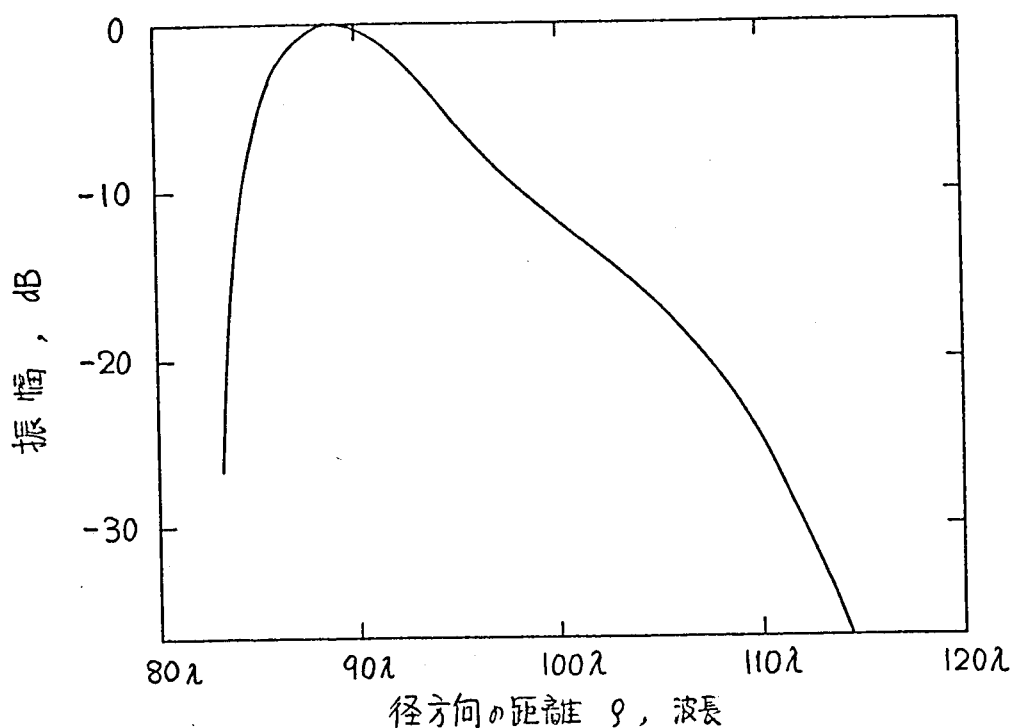


図5.9 反射鏡#2開口面上の界分布。

反射鏡#2の開口面界分布が求められたので、これを用いて(5.10)を解くことによって反射鏡#3, #4の鏡面座標を求めることができる。

このようにして得られた四反射鏡形ロンチャの鏡面形状を示したのが図5.10である。また、この設計例について励振能率を計算した結果を表5.2に示す。

このロンチャの励振能率を複反射鏡形ロンチャのそれと比較するとき、開口面中央部の障害物がなくなったことおよび反射鏡支持柱による影響が少なくなったことによってこれらに基づく能率が著しく改善される。一方、反射鏡からの漏洩波に基づく能率および反射鏡の鏡面あらさに基づく能率は反射鏡の数が増加するために若干低下する。しかし、前者による能率改善の効果が大きく全体として、四反射鏡形ロンチャの励振能率が複反射鏡形ロンチャのそれよりも良くなるように設計することができる。

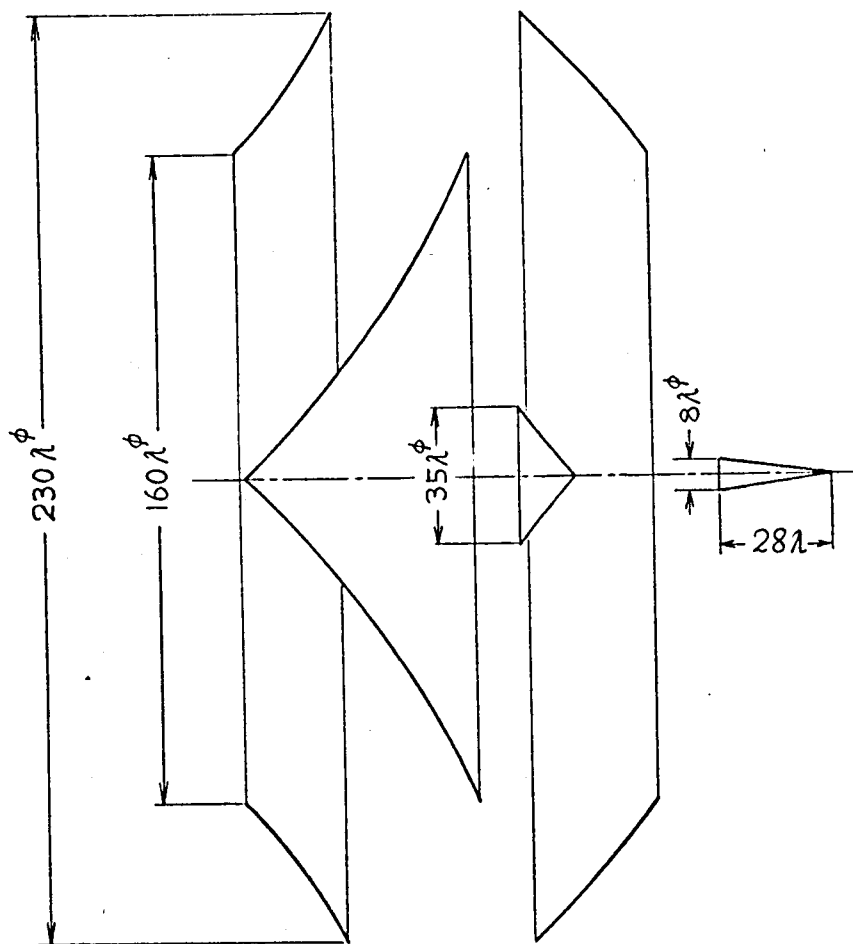


図5.10 四反射鏡形ロンチャの設計例

表 5.2 四反射鏡形ロンチヤの励振能率 (理論値)

周波数 50 GHz とする。

項 目	能率 (dB)	
各反射鏡からの漏洩波に基づく能率	$\left\{ \begin{array}{l} \eta_{s1} \\ \eta_{s2} \\ \eta_{s3} \\ \eta_{s4} \end{array} \right.$	$\begin{array}{l} -0.08 \\ -0.14 \\ -0.08 \\ \approx 0. \end{array}$
開口面が有限であることに基づく能率	η_{mf}	-0.02
反射鏡 #1, #4 支持柱の存在に基づく能率	$\left\{ \begin{array}{l} \eta_{qs} \\ \eta_{ms} \end{array} \right.$	$\begin{array}{l} -0.08 \\ -0.08 \end{array}$
各反射鏡の鏡面あらさに基づく能率	$\left\{ \begin{array}{l} \eta_{gr1} \\ \eta_{gr2} \\ \eta_{gr3} \\ \eta_{gr4} \end{array} \right.$	$\begin{array}{l} -0.01 \\ -0.02 \\ -0.02 \\ -0.03 \end{array}$
ホーンと鏡面の設置誤差に基づく能率	η_{mr}	-0.03
抵抗損失などに基づく能率	η_t	$\approx 0.$
ロンチヤの励振能率		-0.59

$N_L = 1.0$

支持柱の数 4本
支持柱の太さ 10 mm ϕ

反射鏡 #1
0.03 mm r.m.s.

反射鏡 #2
0.05 mm r.m.s.

反射鏡 #3
0.05 mm r.m.s.

反射鏡 #4
0.06 mm r.m.s.

5.4 四反射鏡形ロンチャに関するモデル実験

四反射鏡形ロンチャについて前節までに検討した事項を確認するために、このロンチャの実験モデルを製作し、放射特性および励振能率を測定した。ここではこれらの結果について述べる。

5.4.1 四反射鏡形ロンチャの実験モデル

実験モデルは周波数 50 GHz で使用するものを製作した。実験モデルの寸法は 5.3 節で述べた設計例の通りである。構造および寸法を図 5.11, 図 5.12 に示す。

給電ホーンは複反射鏡形ロンチャのところで述べた複モードホーンを使用して回転対称な放射パターンを得ている。反射鏡 #1, #4 支持柱は図 5.1 にも示したように反射鏡 #2 の開口面の位置にもうけ、支持柱の数は 4 本である。

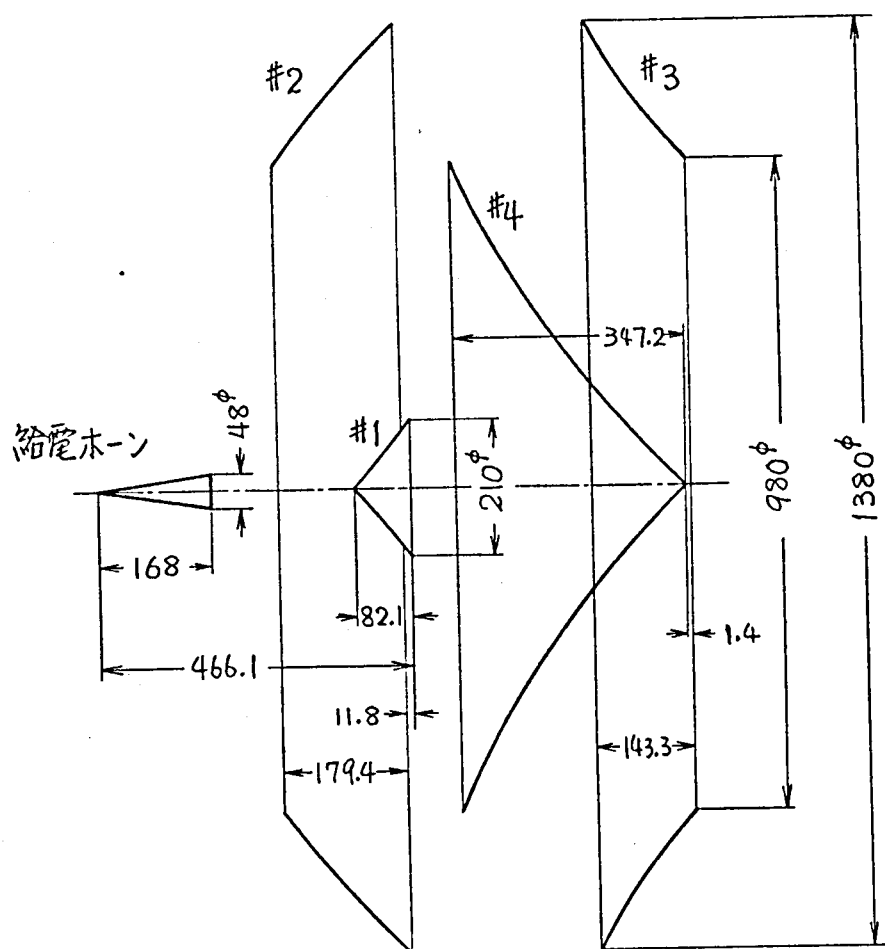
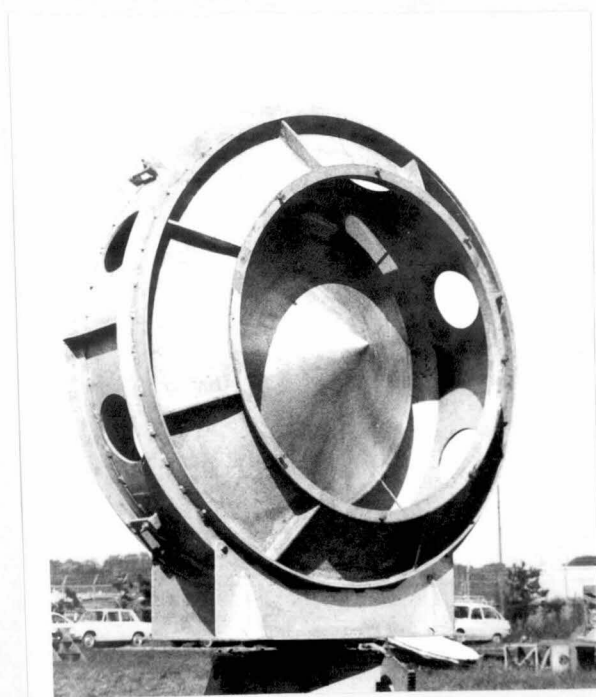
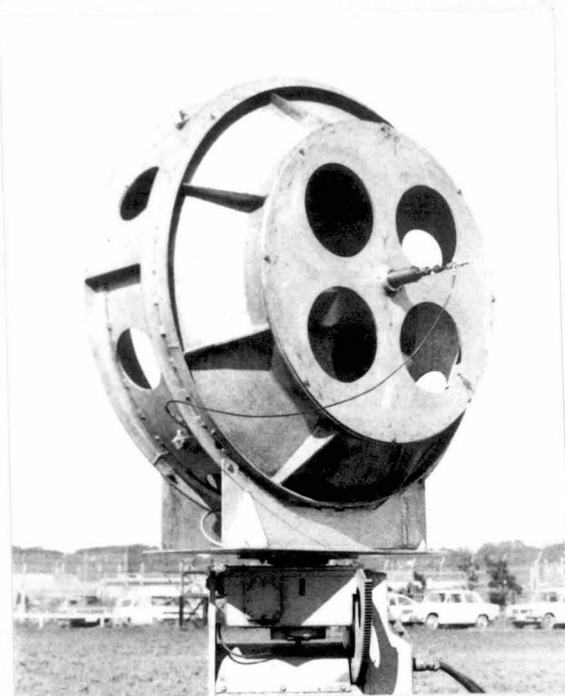


図 5.11 四反射鏡形ロンチャの実験モデルの寸法



(a) 正面図



(b) 背面図

図5.12 四反射鏡形ロンチャの実験モデル

5.4.2 放射特性の測定

四反射鏡形ロンチャの放射特性として、ロンチャからみて最初の集束体の位置における断面内界分布およびロンチャの広角度放射パターンを測定した。

最初の集束体の位置における断面内界分布の測定結果を図5.13に示す。図にはこの位置における基本ビームモード界分布の計算値を記入してある。この結果から四反射鏡形ロンチャによる基本ビームモード波の励振の様子が確認できる。

つぎに、このロンチャの広角度放射パターンを測定した。測定距離は断面内界分布を測定したのと同じである。図5.14は四反射鏡形ロンチャの広角度パターンの測定値である。四反射鏡形ロンチャの広角度放射パターンが充分低サイドローブであることがわかる。また、複反射鏡形ロンチャの場合のように副反射鏡支持柱による散乱波が特定の不要方向への放射波とならない。

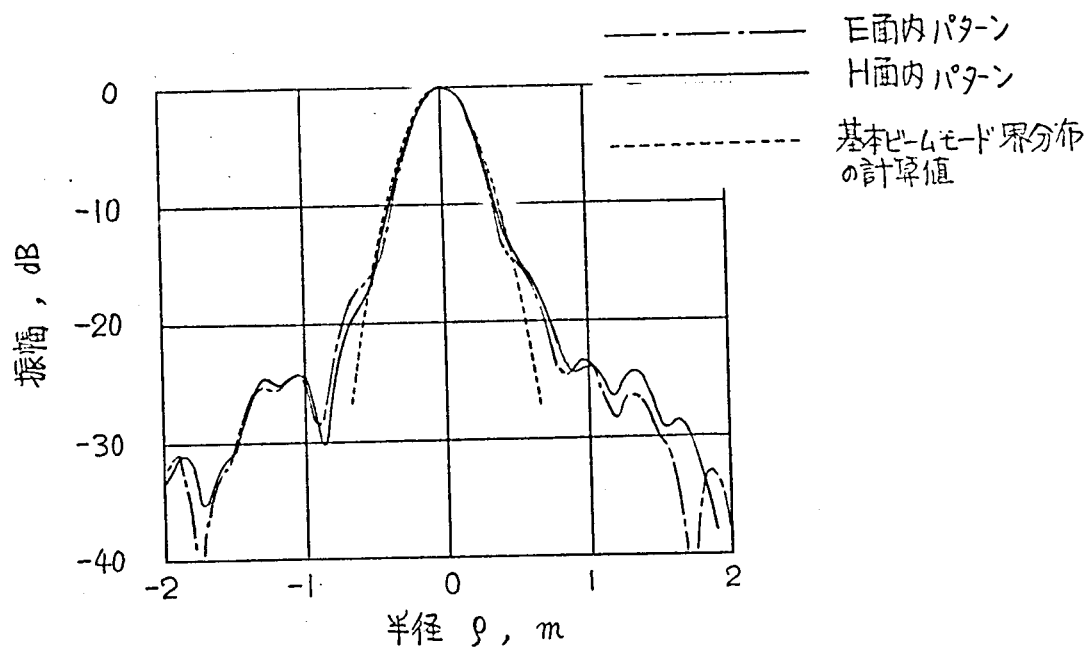
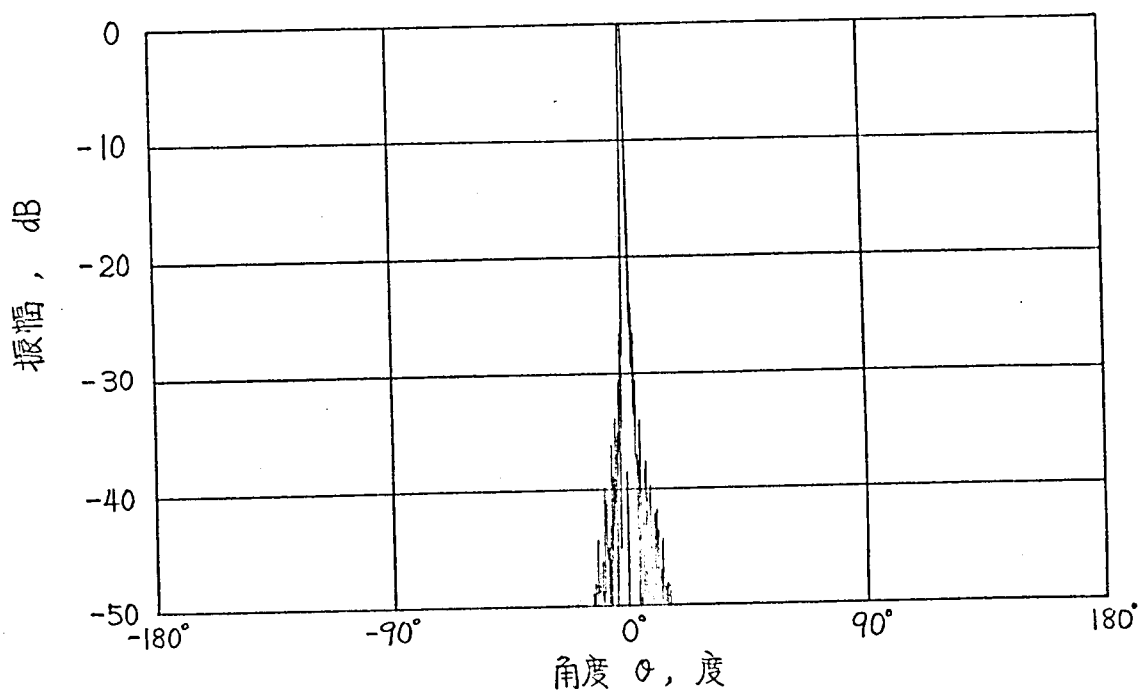
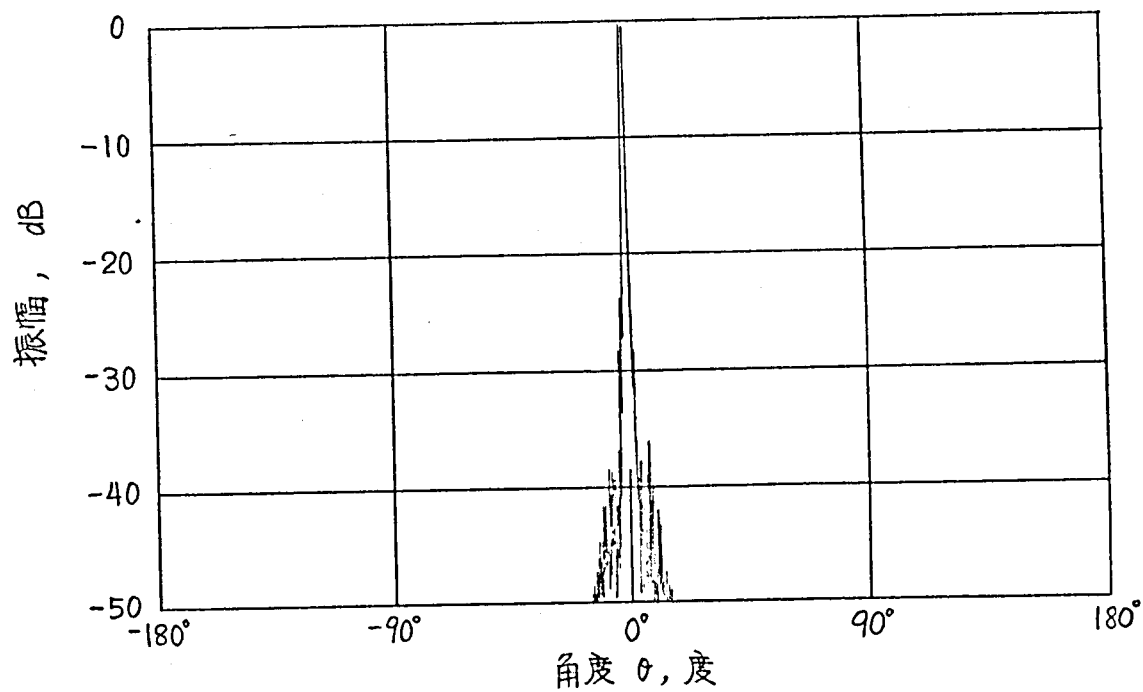


図 5.13 最初の集束体の位置での断面内界分布



(a) E面内パターン



(b) H面内パターン

図5.14 四反射鏡形ロンテャの広角度放射パターン

5.4.3 励振能率の測定

四反射鏡形ロンチャの励振能率を 4.3 節に述べた球面反射鏡を用いる励振能率測定法によって測定した。実験に供したモデルは周波数 50 GHz で使用するもので、開口直径 980 mm^{ϕ} であり、これが励振する集束伝送路は集束体間隔が 76.8 m であって、ロンチャは図 5.4 の $z=0$ の位置に置かれるようになっている。

実験では、図 4.24 に示す測定系のハイブリッド回路のかわりにマジック T を用いた図 5.15 の測定回路を採用した。ロンチャと球面反射鏡との間隔は 38.4 m であり、球面反射鏡として曲率半径が 76.8 m 、開口直径が 1.4 m のものを使用した。図 5.16 は測定に用いた球面反射鏡を示し、この反射鏡の鏡面精度は 0.2

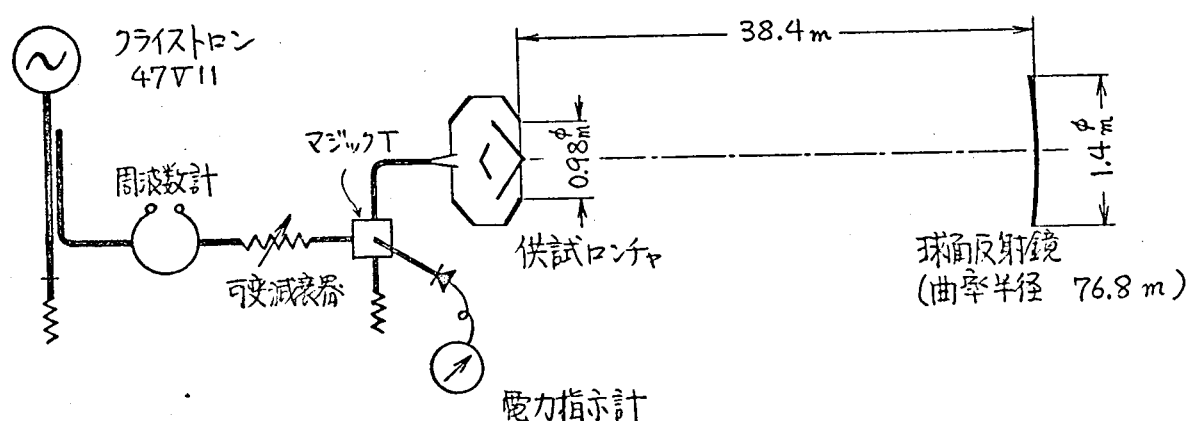


図 5.15 球面反射鏡を用いた供試四反射鏡形ロンチャの励振能率の測定

mm r.m.s. であった。

供試ロンチャの入力 VSWR は 1.12 であった。これは給電ホーンとして用いた複モードホーンの反射によるものであって、反射鏡系からの寄与は少なかった。

ロンチャの給電ホーンの入口を短絡したときの受信電力レベルを 0 dB とするとき、ロンチャと球面反射鏡とを対向させたときの受信電力レベルは -1.9 dB であった。これにロンチャの入力 VSWR 1.12 を考慮すると、ロンチャから放射され、球面反射鏡で反射されてロンチャに入射した電磁波の電力レベルは -2.52 dB

と計算される。球面反射鏡の基本ビームモードに対する回折損失および球面反射鏡の鏡面あらさによる散乱損失が 0.75 dB であるので、これを考慮すると、供試ロンチヤの励振能率の測定値として -0.88 dB が得られた。

供試ロンチヤの励振能率の理論値は表5.2に示したように -0.59 dB であって、測定値は理論値に比べて励振能率が約 3% 低い程度でかなり良くあっていると言える。

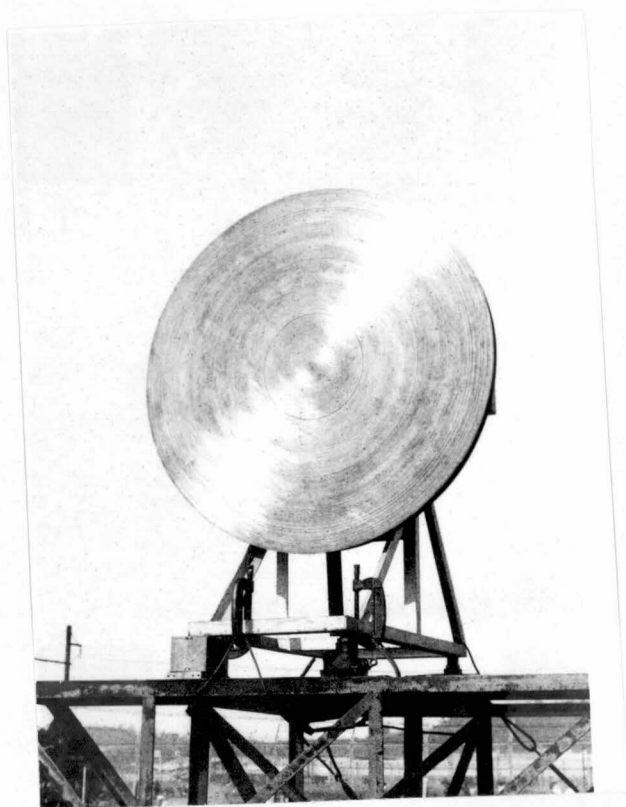


図5.16 励振能率の測定に用いた球面反射鏡
(直径 1.4 m^{ϕ} , 曲率半径 76.8 m)

5.5 むすび

集束伝送路用ロンチャの一方式として考案した四反射鏡形ロンチャについて考察した。このロンチャは4枚の回転対称な反射鏡を用いることによって、障害物の存在しないロンチャ開口面を実現することを特徴としている。

このロンチャの構成法について述べ、ロンチャ開口面上に基本ビームモード界分布を得るために4枚の反射鏡の鏡面座標を求める理論設計法を明らかにした。

四反射鏡形ロンチャの励振能率を理論的に論じた。このロンチャは開口面上にブロッキングが存在しないことが複反射鏡形ロンチャに比べて優れている点であって、このことによる励振能率の改善が著しい。一方、反射鏡の数が増えているので、反射鏡からの漏洩波および反射鏡の鏡面あらさによる散乱波に基づく損失が増加する。しかし、全体として、複反射鏡形ロンチャよりも高能率な四反射鏡形ロンチャを設計することが可能であることを設計例について示した。

四反射鏡形ロンチャの設計法および励振能率について理論的に考察した結果を確かめるために実験モデルを作り、励振能率および放射特性の測定を行なった。実験の結果は理論的考察の結果と良くあっている。

6. 高次ビームモードを励振するロンチャ

前章までは基本ビームモードを伝搬させる集束伝送路を考え、集束伝送路に基本ビームモードを励振するためのロンチャの高能率化について考察を行なった。しかし、集束伝送路によって電磁波を伝搬させるのに必ずしも基本ビームモードを用いる必要はなく、特定の高次ビームモードを用いる方が有効な場合がある。たとえば、円形導波管の TE_{01}^0 モードを用いたミリ波導波管伝送が考えられている⁽⁴¹⁾が、これと集束伝送路とを接続するような場合がこれに該当する。この場合には、 TE_{01}^0 モードは導波管の中心軸上での電界強度が零であり、電界の向きが周方向だけであるので、基本ビームモードに変換することは困難である。このため、集束伝送路を伝搬させるビームモードとして電界が周方向に向いているものを使用することになる。

本章では、円形導波管の TE_{01}^0 モードを用いた円形導波管伝送路と集束伝送路とを接続する場合に有効なビームモードを励振するためのロンチャについて考察する。検討の結果、ビームモード $[0, 0, +]$ を用いるのが有効である。

6.1 ビームモードの選定

円形導波管の TE_{01}^0 モードは、中心軸上で電界強度が零であり、電界は周方向成分だけが存在する。すなわち、円形導波管の軸を z 軸とする円筒座標系 (ρ, ϕ, z) を用いるとき、直径 $2a$ の円形導波管の TE_{01}^0 モードの電磁界分布は次式で表わせる。⁽⁴²⁾

$$\left. \begin{aligned} E_{\rho} &= 0, & H_{\rho} &= \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} \cdot \frac{\lambda}{\lambda_g} J_1(u_{01}\rho) \\ E_{\phi} &= -J_1(u_{01}\rho), & H_{\phi} &= 0 \\ E_z &= 0, & H_z &= -j\sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} \frac{\lambda u_{01}}{2\pi} J_0(u_{01}\rho) \end{aligned} \right\} \quad (6.1)$$

ただし,

$$u_{01} = \frac{\kappa_{01}}{a} \quad (6.2)$$

であって, $\kappa_{01} = 3.831706$ は $J_0'(x)$ の零でない 1 番目の根, λ_g は TE_{01}^0 モードの管内波長を表わす。

一方, 集束伝送路の基本ビームモードは中心軸で電界強度が最大となり, 電界の向きは一様であるから, 円形導波管の TE_{01}^0 モード波を基本ビームモード波に変換することはほとんど不可能である。

集束伝送路のビームモードの電磁界は (2.27), (2.28) および (2.29) で示されるので, これを用いて電界が周方向成分だけを持つビームモードは $[m, 0, +]$ モードであることがわかる。これらのビームモードはいずれも中心軸上での電界が零である。

集束伝送路を伝搬させるのに用いるには, 回折損失の少ないビームモードを選ばねばならない。高次ビームモードの回折損失は 図 2.3 に示されているので, これから $[m, 0, +]$ モードのうちで最も回折損失の少ないビームモードは $[0, 0, +]$ モードである。そこで, TE_{01}^0 モードによる円形導波管伝送路と接続する場合には, 集束伝送路を伝搬するビームモードとして $[0, 0, +]$ モードを使用することとする。 $[0, 0, +]$ モードの電磁界分布は次式で表わされる。

$$\left. \begin{aligned} E_\rho &= 0 & H_\rho &= \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} F_{1,0}(\rho, z) \\ E_\phi &= F_{1,0}(\rho, z) & H_\phi &= 0 \\ E_z &= 0 & H_z &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (6.3)$$

ただし, $F_{1,0}(\rho, z)$ は $[0, 0, +]$ モードの界分布関数であって,

$$F_{1,0}(\rho, z) = F_{0,0}^{(+)}(\rho, z) = f_{1,0}(\rho, z) e^{-j\psi(\rho, z)} \quad (6.4)$$

$$f_{1,0}(\rho, z) = \frac{x}{1+v^2} e^{-\frac{x^2}{1+v^2}} \quad (6.4a)$$

$$\psi(\rho, z) = \frac{v x^2}{1+v^2} \quad (6.4b)$$

$$x = \sqrt{\frac{k}{2b}} \rho \quad (6.4c)$$

$$v = \frac{z}{b} \quad (6.4d)$$

である。ここで、集束伝送路の集束体間隔を $2b$ とおいてゐる。

6.2 複反射鏡形 $[0,0,+]$ モードロンチャ

円形導波管の TE_{01} モードと集束伝送路の $[0,0,+]$ モードとのモード変換を行なうためのロンチャとして、複反射鏡形ロンチャの形式のものを考える。

$[0,0,+]$ モードは中心軸付近の電磁界強度が弱いので、複反射鏡形式のロンチャの副反射鏡が励振効率に及ぼす影響は基本ビームモードを励振する場合に比べて小さくなると考えられる。したがって、 $[0,0,+]$ モードを励振するロンチャの高能率化の一方法として複反射鏡形式のロンチャについて考察する。このロンチャを複反射鏡形 $[0,0,+]$ モードロンチャと呼ぶ。

6.2.1 複反射鏡形 $[0,0,+]$ モードロンチャの構成

複反射鏡形 $[0,0,+]$ モードロンチャの構成は、4章で述べた複反射鏡形ロンチャと同じであって、図6.1に示すように給電ホーンと2枚の回転対称な反射鏡とが共軸的に配置されている。給電ホーンは円形導波管に接続され、円形導波管の TE_{01} モードによって励振される。 TE_{01} モードは断面内の電磁界分布が回転対称であるため、この給電ホーンの放射パターンは回転対称である。基本ビームモードを励振する場合のように給電ホーンの放射パターンを回転対称とするための特別な機構を必要としない。

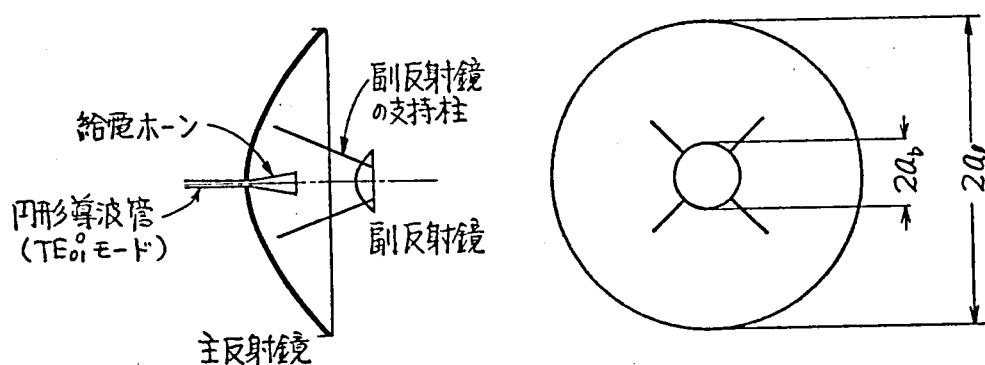


図6.1 複反射鏡形 $[0,0,+]$ モードロンチャ

ロンチャと集束伝送路との位置関係が図6.2に示す通りであるときの反射鏡鏡面の構成法について述べる。集束伝送路の集束体間隔が $2b$ であるとき、最初の集束体からロンチャ側に b だけ離れた点を原点とし、集束伝送路の軸を z 軸とする円筒座標系 (ρ, ϕ, z) を設定し、ロンチャ開口面が断面 $z=z_1$ に位置するものとする。

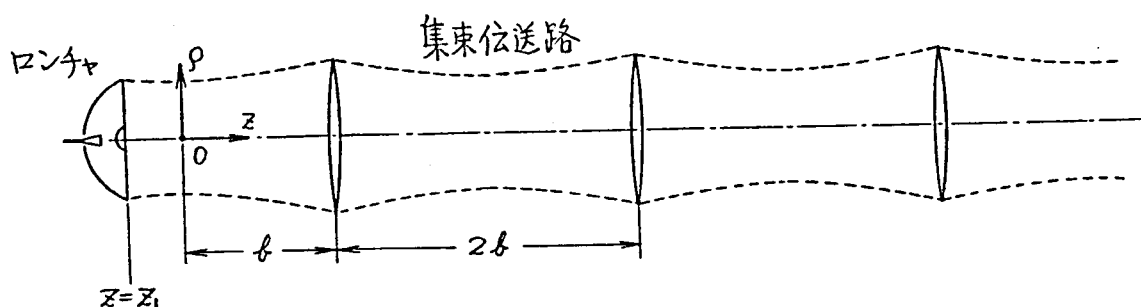


図6.2 集束伝送路とロンチャの配置

反射鏡の鏡面座標を決定する方法は4.1節と同様であるが、給電ホーンの放射パターンとして TE_{01}^0 モードで励振された円すいホーンの放射パターン

$$H_{01}(\theta) = h_{01}(\theta) e^{j\Phi_{01}(\theta)} \quad (6.5)$$

を用いることと、ロンチャ開口面上に得るべき界分布として $[0, 0, +]$ モードの界分布がロンチャ開口面の位置で示す界分布

$$F_{1,0}(\rho, z_1) = f_{1,0}(\rho, z_1) e^{-j\psi(\rho, z_1)} \quad (6.6)$$

を用いる点とが異なるだけである。

図6.3のように主反射鏡の開口中心を原点とし、ロンチャの軸を z 軸とする円筒座標系 (ρ, ϕ, z) を設定するとき、反射鏡鏡面を決定するための方程式として、(4.8)を導いたのと同じ方法を用いて

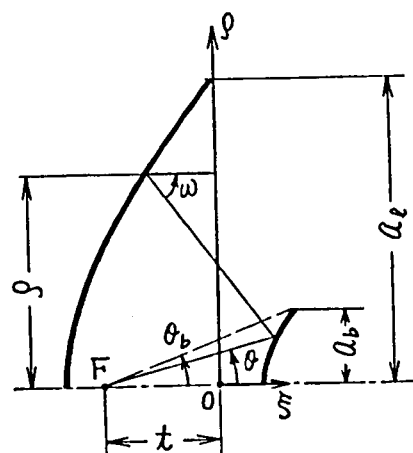


図6.3 鏡面計算のための座標系

$$\frac{dr}{d\theta} = r \cdot \tan\left(\frac{\theta + \omega}{2}\right)$$

$$\frac{d\xi}{d\theta} = \tan\left(\frac{\omega}{2}\right) \cdot \frac{\{h_{01}(\theta)\}^2 \sin\theta}{\{f_{1,0}(\rho, z_1)\}^2 \rho} \cdot \frac{\int_0^{a_1} \{f_{1,0}(\rho, z_1)\}^2 \rho d\rho}{\int_0^{\theta_0} \{h_{01}(\theta)\}^2 \sin\theta d\theta} \quad (6.7)$$

なる連立微分方程式が得られる。ここで、 ω は r, θ, ρ, ξ と次の関係がある。

$$r - \xi + \frac{\rho - r \sin\theta}{\sin\omega} + \frac{\Theta_{01}(\theta)}{k} + \frac{\Psi(\rho, z_1)}{k} = \text{constant} \quad (6.8)$$

この方程式に初期条件を与えて解くことによって、両反射鏡の鏡面座標を求めることができる。

6.2.2 複反射鏡形 $[0, 0, +]$ モードロンチャの励振能率

このロンチャの励振能率は、3.1節に述べた考え方を $[0, 0, +]$ モードに適用することによって、このロンチャに供給された電力 P_t に対するロンチャ開口面上に得られたビームモード成分の電力 P_g の割合いで定義される能率 η_g と、この開口面上のビームモード成分の電力 P_g に含まれる $[0, 0, +]$ モード成分の電力 P_m の割合いで定義される能率 η_m との積として定義する。すなわち、このロンチャの励振能率 η は、

$$\eta = \eta_g \cdot \eta_m \quad (6.9)$$

で表わされる。ここで

$$\begin{aligned} \eta_g &= \frac{P_g}{P_t} \\ \eta_m &= \frac{P_m}{P_g} \end{aligned} \quad (6.10)$$

である。それぞれの能率について考察する。このうち、能率 η_m を $[0, 0, +]$ モード励振能率と呼ぶ。

6.2.2.1 ビームモードを得るまでの能率

ロンチャに供給された電力に対するロンチャ開口面上に得られたビームモード成分の電力の割合いで定義される能率 η_g を、複反射鏡形 $[0, 0, +]$ モードロンチャの場合、4章の複反射鏡形ロンチャのときと同様に、次のように分けて考察する。

$$\eta_g = \eta_{s1} \cdot \eta_{s2} \cdot \eta_{gb} \cdot \eta_{gs} \cdot \eta_{gr} \cdot \eta_t \quad (6.11)$$

ここで、

η_{s1} は給電ホーンの放射電力のうち副反射鏡に当たらない漏洩波に基づく能率、

η_{s2} は副反射鏡での反射電力のうち主反射鏡に当たらない漏洩波に基づく能率、

η_{gb} は副反射鏡が存在するためにこの部分の電力が有効に働かないことによる電力損失に基づく能率、

η_{gs} は副反射鏡支持柱による散乱波に基づく能率、

η_{gr} は反射鏡の鏡面あらさによる散乱波および位相乱れに基づく能率、

η_t は給電ホーンの反射損失および給電ホーンと反射鏡での抵抗損失に基づく能率

を表わしている。

それぞれの能率は次のようにして計算できる。

能率 η_{s1} は給電ホーンの放射パターンが (6.3) で与えられるので、

$$\eta_{s1} = \frac{\int_0^{\theta_b} \{h_{01}(\theta)\}^2 \sin \theta \, d\theta}{\int_0^{\pi} \{h_{01}(\theta)\}^2 \sin \theta \, d\theta} \quad (6.12)$$

である。ここで、 θ_b はホーンの位相中心から副反射鏡を見込む角(半値)である。

能率 η_{s2} は副反射射からの反射鏡の放射パターンを

$$H_{s1}(\varphi) = h_{s1}(\varphi) e^{j\theta_{s1}(\varphi)} \quad (6.13)$$

とするとき、

$$\eta_{s2} = \frac{\int_0^{\varphi_s} \{h_{s1}(\varphi)\}^2 \sin \varphi d\varphi}{\int_0^{\pi} \{h_{s1}(\varphi)\}^2 \sin \varphi d\varphi} \quad (6.14)$$

で与えられる。ここで、 φ は副反射鏡の中心点 P を頂点とする角度であり、点 P から主反射鏡を見込む角（開口角）が $2\varphi_s$ であるとしている。〔0,0,+〕モードロンチヤの場合にも、開口面に得るべき振幅分布が主反射鏡の周縁部で極めて低い値であるので、能率 η_{s2} はほとんど 100% と考えられる。

能率 η_{gb} は主反射鏡の開口面上の電力のうち副反射鏡の部分の電力が損失になると考えると、ロンチヤ開口面上の振幅分布が $g(\varrho)$ であるとき、

$$\eta_{gb} = \frac{\int_{a_b}^{a_e} \{g(\varrho)\}^2 \varrho d\varrho}{\int_0^{a_e} \{g(\varrho)\}^2 \varrho d\varrho} \quad (6.15)$$

で求めることができる。ここで、 a_b , a_e はそれぞれ副反射鏡と主反射鏡の半径である。いま、ロンチヤ開口面の界分布が〔0,0,+〕モード界分布に等しいとき、

$$\eta_{gb} = \frac{(1+2\pi N_b) e^{-2\pi N_b} - (1+2\pi N_e) e^{-2\pi N_e}}{1 - (1+2\pi N_e) e^{-2\pi N_e}} \\ \approx (1+2\pi N_b) e^{-2\pi N_b} \quad (6.16)$$

となる。ここで、 N_b , N_e はそれぞれ副反射鏡と主反射鏡のフレネル数である。

図 6.4 は (6.16) を用いて計算した能率 η_{gb} である。

能率 η_{gs} は副反射鏡支持柱の影がロンチヤ開口面上に投影されるとき、この影の部分に含まれる電力を計算することによって求められる。いま、副反射鏡支持柱の影が開口中心を要とする狭い開き角 $2\pi\delta$ (rad.) の扇形であると近似でき、開口面界分布が回転対称であるときには、能率 η_{gs} は

$$\eta_{gs} = 1 - n\delta \quad (6.17)$$

となる。ここで、 n は支持柱の数である。

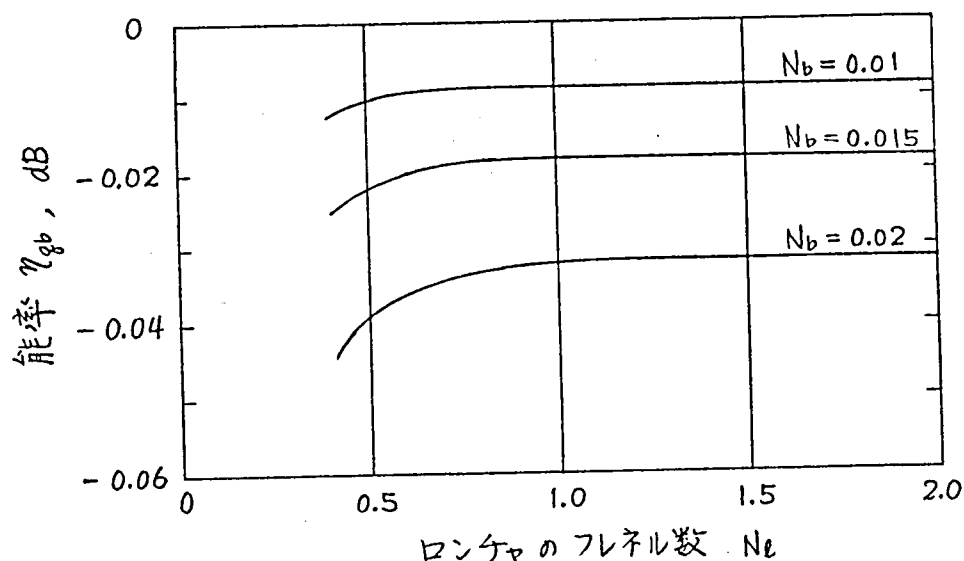


図6.4 副反射鏡で妨げられる電力に基づく能率 η_{gb}

能率 η_{gr} は反射鏡の鏡面あらさによるロンチャ開口面上での位相誤差を計算し、位相誤差の存在する場合の能率として計算できる。副反射鏡の鏡面あらさの標準偏差を σ_1 、入射角を θ_1 とし、主反射鏡の鏡面あらさの標準偏差を σ_2 、入射角を θ_2 とするとき、能率 η_{gr} は

$$\begin{aligned}\eta_{gr} &= e^{-(k\Delta)^2} \\ &= e^{-k^2(\Delta_1^2 + \Delta_2^2)}\end{aligned}\quad (6.18)$$

である。ただし、

$$\Delta_1 = 2\sigma_1 \cos \theta_1 \quad (6.18a)$$

$$\Delta_2 = 2\sigma_2 \cos \theta_2 \quad (6.18b)$$

とおいてある。

これらの能率を4章の複反射鏡形ロンチャの能率と比較するとき、能率 η_{gb} が著しく良いことがわかる。

6.2.2.2 $[0,0,+]$ モード励振能率

ロンチャ開口面上に得られたビームモード波に含まれる $[0,0,+]$ モード成分の電力の割合いで定義される $[0,0,+]$ モード励振能率 η_m は複反射鏡形 $[0,0,+]$ モードロンチャの場合に次のように分けて考察する。

$$\eta_m = \eta_{mf} \cdot \eta_{mb} \cdot \eta_{ms} \cdot \eta_{mr} \quad (6.19)$$

ここで、

η_{mf} はロンチャ開口面直径が有限であることに基づく能率、

η_{mb} はロンチャ開口面の中央部に副反射鏡が存在するため、この部分の電磁界分布が零になることに基づく能率、

η_{ms} は副反射鏡支持柱が存在するためにロンチャ開口面上に支持柱の影が生じ、この部分の電磁界分布が零になることに基づく能率、

η_{mr} はロンチャ開口面界分布の振幅、位相の乱れに基づく能率、を表わしている。ただし、反射鏡の鏡面あらさによるロンチャ開口面での位相乱れの分は能率 η_{fr} として考慮したので、能率 η_{mr} としてはこれ以外の原因による振幅、位相の乱れを考えればよい。

それぞれの能率を計算する。

能率 η_{mf} は 3.1 節の (3.13) において $m=0, n=0, (+)$ とおくことによって計算できる。開口面に得る界分布が $g_a(\rho, \phi)$ であるとき、

$$\eta_{mf} = \frac{\left| \int_0^{a_e} \int_0^{2\pi} g_a(\rho, \phi) \cdot \hat{z}_\phi f_{0,0}^{(+)}(\rho, \phi, z_1) d\phi \rho d\rho \right|^2}{\int_0^{a_e} \int_0^{2\pi} |g_a(\rho, \phi)|^2 d\phi \rho d\rho \cdot \int_0^\infty \int_0^{2\pi} |f_{0,0}^{(+)}(\rho, \phi, z_1)|^2 d\phi \rho d\rho} \quad (6.20)$$

となる。ただし、 \hat{z}_ϕ は ϕ 方向の単位ベクトルである。

いま、ロンチャ開口面に得る界分布が $[0,0,+]$ モード界分布に等しいときには、

$$\eta_{mf} = 1 - (1 + 2\pi N_l) e^{-2\pi N_l} \quad (6.21)$$

となる。

能率 η_{mb} は (3.18) を導いたのと同じ方法を $[0, 0, +]$ モードについて適用することにより求め、開口面の界分布を $g_a^b(\rho, \phi)$ とすると、

$$\eta_{mf} \cdot \eta_{mb} = \frac{\left| \int_{a_b}^{a_l} \int_0^{2\pi} g_a^b(\rho, \phi) \cdot \hat{e}_\phi f_{0,0}^{(+)}(\rho, \phi, z_1) d\phi \rho d\rho \right|^2}{\int_{a_b}^{a_l} \int_0^{2\pi} |g_a^b(\rho, \phi)|^2 d\phi \rho d\rho \cdot \int_0^\infty \int_0^{2\pi} |f_{0,0}^{(+)}(\rho, \phi, z_1)|^2 d\phi \rho d\rho} \quad (6.22)$$

となる。この式は (6.20) で求めた能率 η_{mf} を含んでいる。

いま、ロンチヤ開口面に得る界分布が $[0, 0, +]$ モード界分布に等しいときには、

$$\begin{aligned} \eta_{mb} &= \frac{(1 + 2\pi N_b) e^{-2\pi N_b} - (1 + 2\pi N_l) e^{-2\pi N_l}}{1 - (1 + 2\pi N_l) e^{-2\pi N_l}} \\ &\approx (1 + 2\pi N_b) e^{-2\pi N_b} \end{aligned} \quad (6.23)$$

となる。この値は能率 η_{gb} と同じ値である。

能率 η_{ms} は副反射鏡支持柱の影が開口面中心を要とする開き角 $2\pi\delta$ (rad.) の扇形で近似でき、開口面界分布が回転対称のときには、

$$\eta_{ms} = 1 - n\delta \quad (6.24)$$

となる。ここで、 n は支持柱の数である。この値も能率 η_{gs} と同じ値となる。

能率 η_{mr} は反射鏡の鏡面あらさによる開口面位相乱れ以外の開口面との振幅、位相の乱れによる能率である。このような振幅、位相の乱れを生じる原因としては、給電ホーンや反射鏡の設置位置の誤差が考えられる。このときには界分布の乱れは系統的に起こるので、(3.30) において乱れのピッチ l_A, l_p の長い場合に相当する。

6.2.2.3 複反射鏡形〔0,0,+〕モードロンチャの最適設計

このロンチャの反射鏡の寸法と開口面に得るべき界分布の形との関係について調べる。

複反射鏡形〔0,0,+〕モードロンチャの励振能率は(6.11), (6.19) によって,

$$\eta = \eta_g \cdot \eta_m \quad (6.25)$$

$$\eta_g = \eta_{s1} \cdot \eta_{s2} \cdot \eta_{gb} \cdot \eta_{gs} \cdot \eta_{gr} \cdot \eta_t \quad (6.25a)$$

$$\eta_m = \eta_{mf} \cdot \eta_{mb} \cdot \eta_{ms} \cdot \eta_{mr} \quad (6.25b)$$

と書ける。このうち、2枚の反射鏡の寸法に直接関係する能率は η_{gb} , η_{mf} , η_{mb} の三つである。ここではこれらの積で表わせる能率

$$\eta' = \eta_{gb} \cdot \eta_{mf} \cdot \eta_{mb} \quad (6.26)$$

について考察し、開口面上に得るべき界分布の形を決める。

いま、ロンチャ開口面に得るべき界分布が次の形であるものとする。

$$E(\rho, z_1) = f(\rho, z_1) e^{-j\psi(\rho, z_1)} \quad (6.27)$$

$$f(\rho, z_1) = \frac{1}{1+v_1^2} \cdot \frac{k}{2b} \rho \cdot e^{-\frac{p}{1+v_1^2} \cdot \frac{k}{2b} \rho^2} \quad (6.27a)$$

$$\psi(\rho, z_1) = \frac{v_1}{1+v_1^2} \cdot \frac{k}{2b} \rho^2 \quad (6.27b)$$

$$v_1 = \frac{z_1}{b} \quad (6.27c)$$

ここで、 p が界分布の形を表わす係数であって、界分布係数と呼ぶ。 $p=1.0$ のとき〔0,0,+〕モード界分布と同じである。

能率 η_{gb} , η_{mf} , η_{mb} は(6.15), (6.22)によって計算できて

$$\eta_{gb} = \frac{(1+2\pi p N_b) e^{-2\pi p N_b} - (1+2\pi p N_e) e^{-2\pi p N_e}}{1 - (1+2\pi p N_e) e^{-2\pi p N_e}} \quad (6.28)$$

$$\eta_{mf} \cdot \eta_{mb} = \frac{16p^2}{(1+p)^4} \cdot \frac{\left[\{1+(1+p)\pi N_b\} e^{-(1+p)\pi N_b} - \{1+(1+p)\pi N_e\} e^{-(1+p)\pi N_e} \right]^2}{(1+2\pi p N_b) e^{-2\pi p N_b} - (1+2\pi p N_e) e^{-2\pi p N_e}} \quad (6.29)$$

である。したがって、反射鏡の寸法に直接関係する能率 η' は

$$\eta' = \frac{16p^2}{(1+p)^4} \cdot \frac{\left[\{1+(1+p)\pi N_b\} e^{-(1+p)\pi N_b} - \{1+(1+p)\pi N_e\} e^{-(1+p)\pi N_e} \right]^2}{1 - (1+2\pi p N_e) e^{-2\pi p N_e}} \quad (6.30)$$

となる。能率 η' は、主反射鏡と副反射鏡のフレネル数 N_e, N_b および界分布係数 p により決定されることがわかる。図6.5は界分布係数が変化したときの能率 η' を計算したものであって、 $N_b = 0.02$ の場合について示している。これから、2枚の反射鏡の寸法が一定のとき能率 η' を最大にする界分布係数は $p \approx 1.0$ であると言える。すなわち、複反射鏡形 $[0, 0, +]$ モードロンチャの開口面に得べき界分布は $[0, 0, +]$ モードがロンチャ開口面の位置で示す界分布に等しいことがわかった。

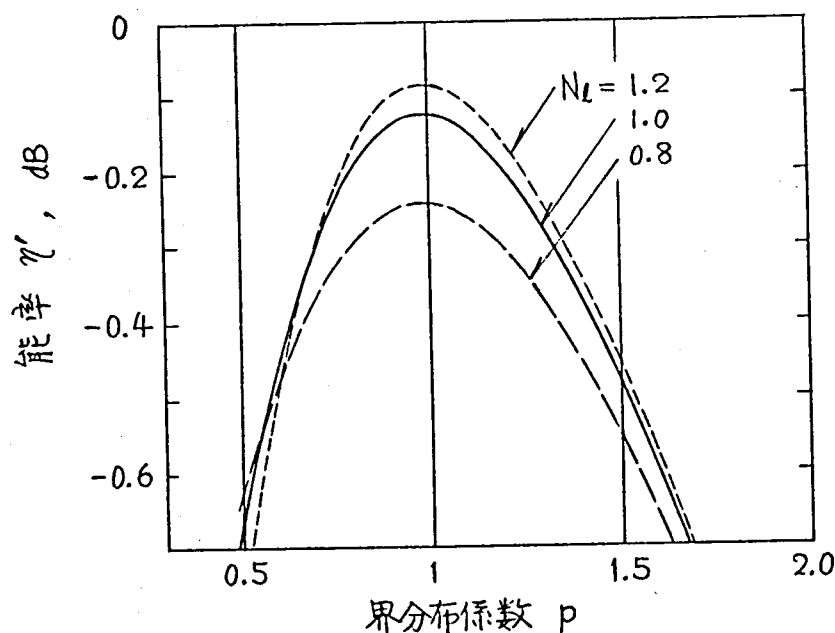


図6.5 界分布係数に対する能率 η' .
(副反射鏡のフレネル数 $N_b = 0.02$ の場合)

ロンチャ開口面に得る界分布が $[0, 0, +]$ モード界分布に等しいとき，すなわち界分布係数が $p=1.0$ の場合の能率 $\eta_{mf} \cdot \eta_{mb}$ および η' をそれぞれ図6.6，図6.7に示す。なお，このときの能率 η_{gb} はすでに図6.4に示した。

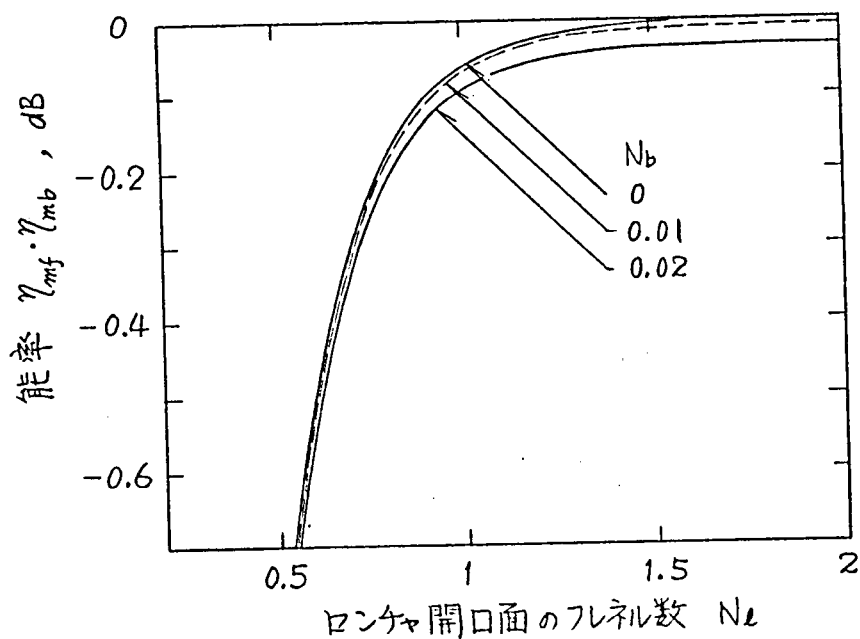


図6.6 ロンチャの寸法に対する能率 $\eta_{mf} \cdot \eta_{mb}$
(界分布係数 $p=1.0$ の場合)

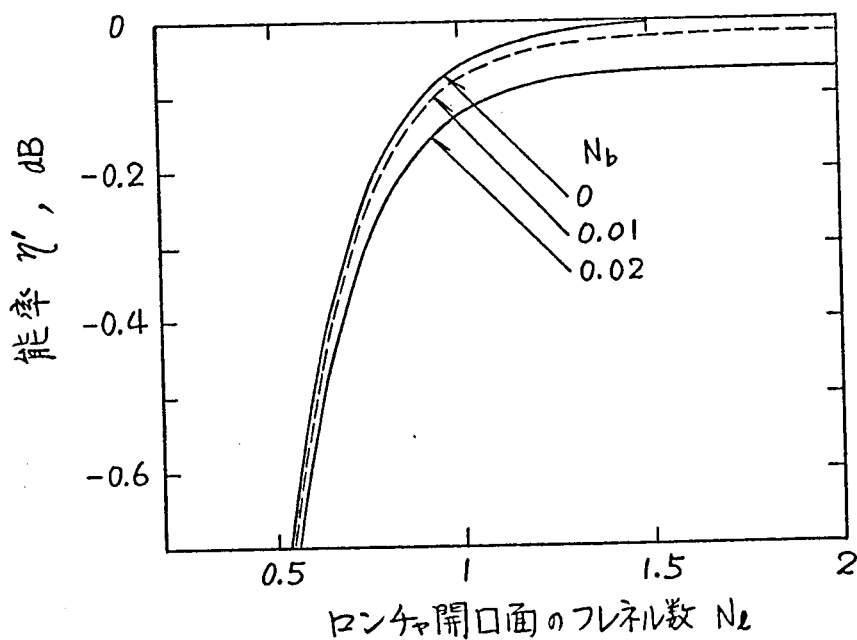


図6.7 ロンチャの寸法に対する能率 η'
(界分布係数 $p=1.0$ の場合)

複反射鏡形 $[0,0,+]$ モードロンチャの反射鏡の寸法と励振能率との関係は次の通りである。副反射鏡が存在するための能率の低下は、基本ビームモードを励振する複反射鏡形ロンチャの場合に比べて著しく少なく、副反射鏡のフレネル数 $N_b = 0.02$ 程度まで大きくすることができる。主反射鏡の寸法との関係については、主反射鏡のフレネル数 N_e が 0.9 より小さくなると能率が急激に劣化する。したがって、この形式のロンチャの寸法として、主反射鏡のフレネル数を 1.0 以上に、副反射鏡のフレネル数を 0.02 程度以下にすることにより、能率の高い $[0,0,+]$ モードロンチャが得られる。

6.2.3 複反射鏡形 $[0,0,+]$ モードロンチャの設計例

複反射鏡形 $[0,0,+]$ モードロンチャの構成法および励振能率について検討した結果を用いてこの形式のロンチャを設計した。設計例について設計の手順を示すとともに設計例の励振能率を計算した結果を示す。

集束伝送路は集束体が間隔 $20,000\lambda$ で等間隔に配置されている場合について考え、ロンチャが設置される位置は図6.2 で $z=z_1=0$ の位置であるとする。この位置は $[0,0,+]$ モード界分布を表わす式 (6.4) から明らかのように、 $[0,0,+]$ モードの電磁波ビームの広がり最も小さくなる位置であって、ロンチャの開口面直径を一定とするときフレネル数が最大となる。また、この位置では $[0,0,+]$ モード界分布の位相分布が均一分布である。

ロンチャの開口面直径および副反射鏡の直径は励振能率の関係からそれぞれのフレネル数を $N_L=1.0$, $N_b \leq 0.02$ と選ぶ。なお、副反射鏡の直径は給電ホーンの放射パターンとの関係を考えて副反射鏡からの漏洩波が多くならないようにせねばならない。

円形導波管の TE_{01} モードで励振された円すいホーンの近距離領域の放射パターンを計算したものがなかったので、Aperture Field Methodを用いる計算法⁽⁴⁰⁾によって計算を行なった。図6.8は放射パターン計算のための座標系を示しており、円すいホーンの頂点を中心とし、半径 R の球面上での放射パターンを求める。円すいホーンの開口面上の界分布の対称性から放射パターンは回転対称であり、電界成分は ϕ 成分だけである。

図6.9はこのロンチャの設計例の給電ホーンに採用した円すいホーンの放射パターンである。ホーンの開口直径 8λ , ホーンの軸長 28λ で、放射パターン

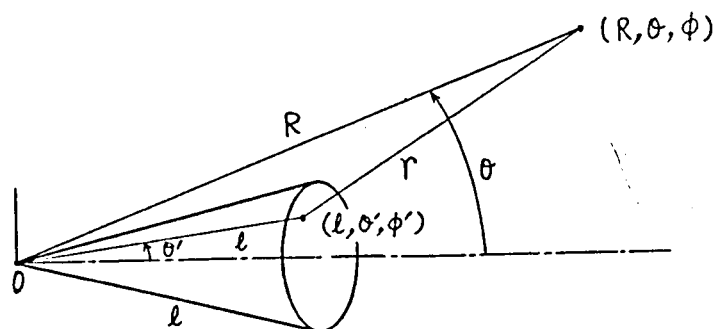


図6.8 円すいホーンの放射パターンを計算するための座標系

を計算した位置はホーンの頂点からの距離が 50λ の球面上である。

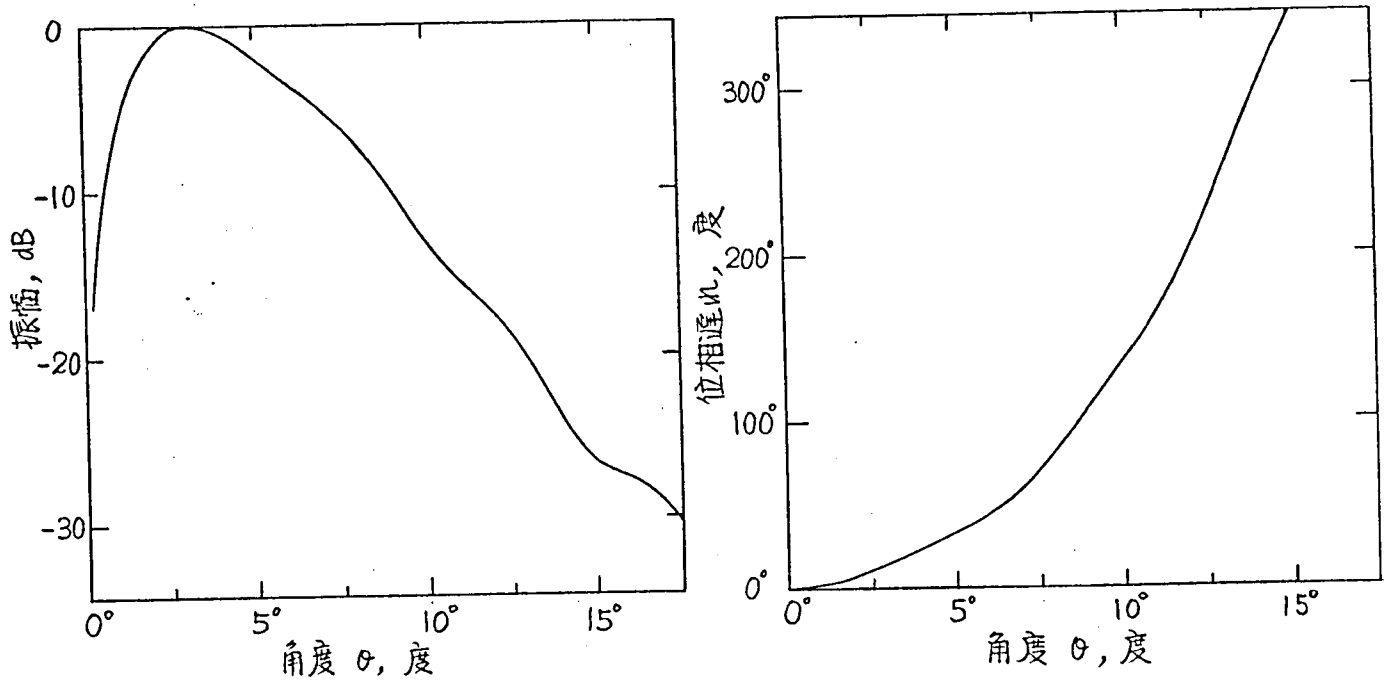


図 6.9 TE_{01} モードで励振された円すいホーンの放射パターン。

(測定距離: 50λ , 回転中心: ホーンの頂点;

円すいホーンの開口直径: 8λ , ホーンの軸長: 28λ)

副反射鏡の周縁での放射波のレベルを低くすること, 副反射鏡からの反射波による給電ホーンの影の大きさが主反射鏡上で副反射鏡よりも大きくならないことおよび副反射鏡のフレネル数を 0.02 以下にすることなどを考慮して, 副反射鏡直径 20λ , 給電ホーンの頂点からみた副反射鏡への吹付け角度(半値) 11° を採用した。

複反射鏡形 $[0, 0, +]$ モードアンテナの設計例の寸法を表 6.1 に示す。

表 6.1 複反射鏡形 $[0, 0, +]$ モードアンテナの設計例

主反射鏡直径	200λ	(フレネル数 $N_L = 1.0$)
副反射鏡直径	20λ	(フレネル数 $N_b = 0.01$)
給電ホーンの開口直径	8λ	
給電ホーンの軸長	28λ	
副反射鏡への吹付け角(半値)	11°	
開口角	170°	

給電ホーンの放射パターンは図6.9で与えられているので，これと(6.7)とから反射鏡の鏡面座標を決定できる。このロンチャの設計例の鏡面形状を図6.10に示す。

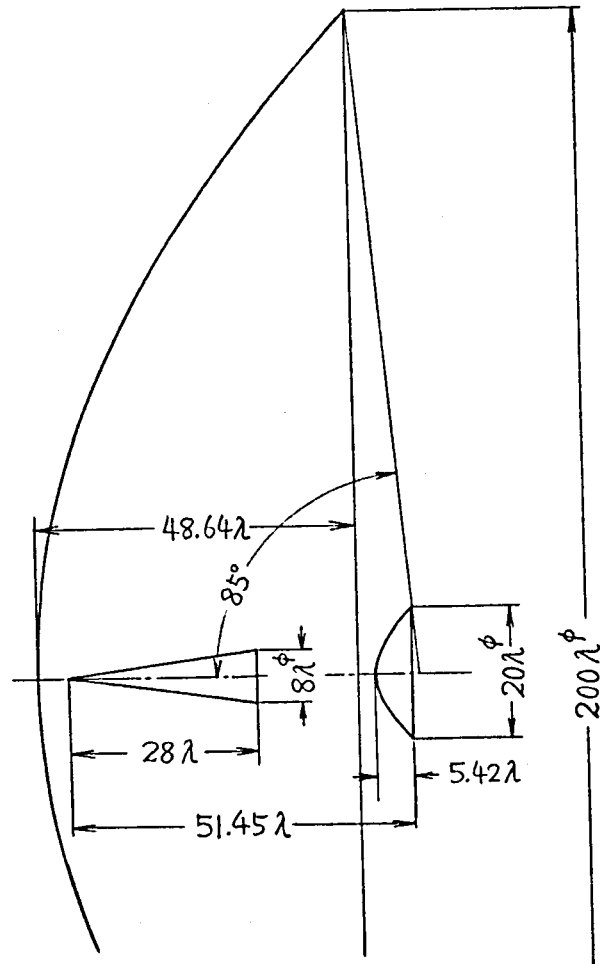


図6.10 複反射鏡形 $[0,0,+]$ モードロンチャの設計例

上球の複反射鏡形 $[0,0,+]$ モード ロンチャ の設計例について励振能率を計算した結果を表 6.2 に示す。周波数 50 GHz として計算している。

表 6.2 複反射鏡形 $[0,0,+]$ モード ロンチャ の励振能率 (理論値)

項 目	能率 (dB)	
両反射鏡からの漏洩波に基づく能率 $\left\{ \begin{array}{l} \eta_{s1} \\ \eta_{s2} \end{array} \right.$	$\begin{array}{l} -0.1 \\ \approx 0. \end{array}$	
開口面が有限であることに基づく能率 η_{mf}	-0.06	$N_L = 1.0$
副反射鏡が存在することに基づく能率 $\left\{ \begin{array}{l} \eta_{gb} \\ \eta_{mb} \end{array} \right.$	$\begin{array}{l} -0.01 \\ -0.01 \end{array}$	$N_b = 0.01$
副反射鏡支持柱の存在に基づく能率 $\left\{ \begin{array}{l} \eta_{zs} \\ \eta_{ms} \end{array} \right.$	$\begin{array}{l} -0.15 \\ -0.15 \end{array}$	副反射鏡支持柱 4本 支持柱の太さ 7 mm ϕ
両反射鏡の鏡面精度に基づく能率 $\left\{ \begin{array}{l} \eta_{gr1} \\ \eta_{gr2} \end{array} \right.$	$\begin{array}{l} -0.017 \\ -0.05 \end{array}$	副反射鏡 0.03 mm r.m.s. 主反射鏡 0.05 mm r.m.s.
ホーンと鏡面の設置誤差に基づく能率 η_{mr}	-0.02	
抵抗損失などに基づく能率 η_t	$\approx 0.$	
ロンチャの励振能率 η	-0.57	

6.2.4 複反射鏡形 $[0,0,+]$ モード ロンチャ の放射特性

複反射鏡形 $[0,0,+]$ モード ロンチャ の放射特性を調べるために、中心部に円形ブロッキングを持つ円形開口面に集束伝送路の $[0,0,+]$ モード 界分布が存在するときの遠距離領域およびフレネル領域での放射パターンを求める。計算式はすでに3章で導いており、遠距離領域については(3.36), (3.37)を、フレネル領域については(3.39), (3.40)を用い、これらに含まれるビームモード界分布の式として $[0,0,+]$ モード 界分布 (6.3), (6.4) で $z=z_1$ とおいた式を用いる。

放射パターンの計算例として、集束伝送路の集束体間隔が $20,000\lambda$ であって、円形開口が図6.2の $z_1=0$ の位置にある場合について考える。

図6.11は遠距離放射パターンの計算結果であって、円形開口直径および円形ブロッキング直径のいくつかの組合せについて計算した。円形開口直径が小さくなるとサイドローブレベルが上昇することがわかる。

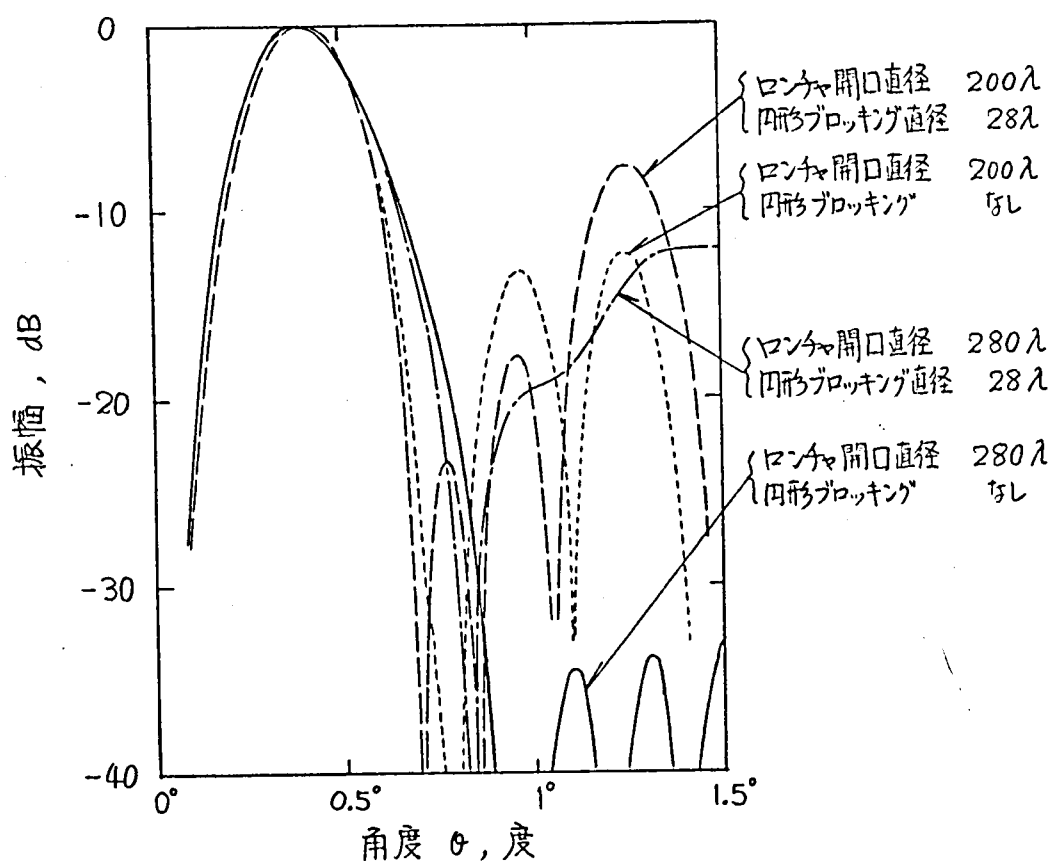


図6.11 複反射鏡形 $[0,0,+]$ モード ロンチャ の遠距離放射パターン

つぎに、フレネル領域放射パターンとしては図6.2でロンチャから見て最初の集束体の位置、すなわち円形開口から $10,000\lambda$ だけ離れた位置、における断面内界分布を計算した。その結果を図6.12に示す。

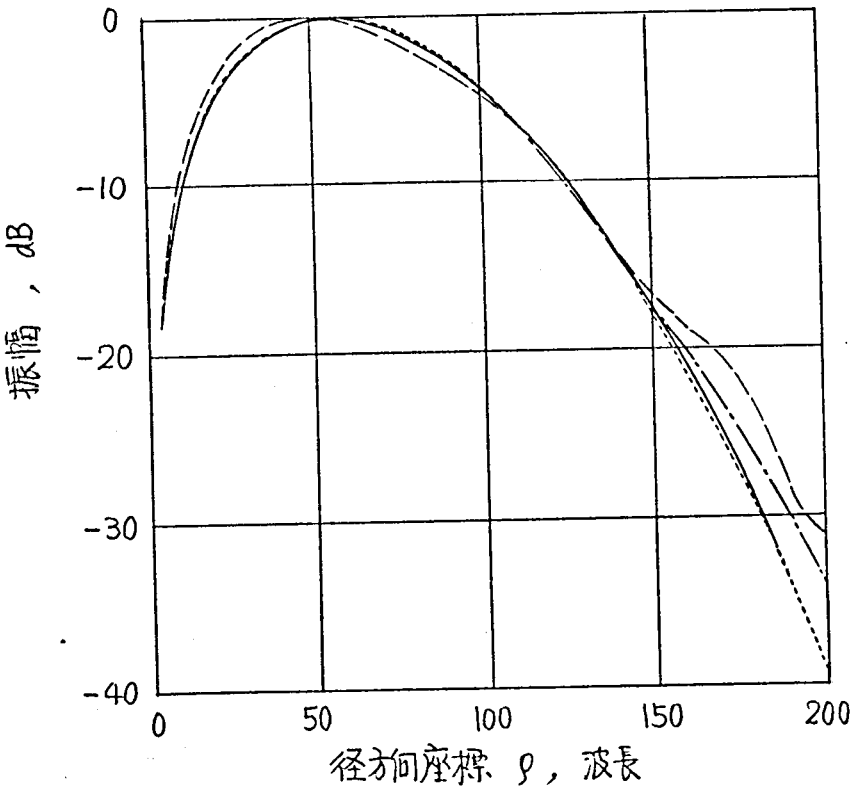


図6.12 複反射鏡形〔0,0,+〕モードロンチャのフレネル領域放射パターン

- 集束体間隔 : $20,000\lambda$
 ロンチャ設置位置: $Z_1=0$
- { ロンチャ開口直径 200λ
 円形ブロッキング直径 20λ
 - { ロンチャ開口直径 280λ
 円形ブロッキング なし
 - · — · — { ロンチャ開口直径 280λ
 円形ブロッキング 28λ
 - [0,0,+〕モード内界分布

6.3 むすび

特定の 高次ビームモードを伝搬させる 集束伝送路に用いるための特定の 高次ビームモードを励振する ロンチャの一例として, $[0,0,+]$ モードを励振する ロンチャについて考察した。この ロンチャは, 円形導波管の TE_{01}^o モードを用いた伝送路と集束伝送路とを接続するために必要となるものである。

$[0,0,+]$ モード ロンチャとして, 複反射鏡形式を採用した複反射鏡形 $[0,0,+]$ モード ロンチャを考察し, この ロンチャの構成および励振能率, 放射特性について考察を行なった。 $[0,0,+]$ モードは中心軸附近での電磁界強度が弱く, 副反射鏡が励振能率に及ぼす影響が小さいので, 副反射鏡の直径を大きくすることができ。ただし, $[0,0,+]$ モードの電力の広がり基本ビームモードに比べて大きいので主反射鏡の直径を大きくすることが必要である。検討の結果, 両反射鏡の寸法として, 副反射鏡のフレネル数を 0.02 以下に, 主反射鏡のフレネル数を 1.0 以上に選ぶことによって高能率な複反射鏡形 $[0,0,+]$ モード ロンチャが得られることがわかった。

7. 結 論

この研究は、集束伝送路用ロンチャの高能率化をはかることを目的として行なわれたものである。この研究によって得られた事柄を順に述べる。

集束伝送路用ロンチャの励振能率を理論的に求める方法について論じた。(3章) この結果、ロンチャの励振能率を、ロンチャ開口面にビームモード波を得るまでの段階の能率と、ロンチャ開口面上のビームモード波に含まれる基本ビームモード成分の割合いできまる能率とに分けて考えることができることを明らかにし、さらにこれらの能率を各要素に分けることによって理論計算が容易に行なえるようになった。従来行なわれていたようにロンチャ開口面上界分布の位相分布を制御するだけでなく、界分布の振幅分布の形を制御することによってロンチャの高能率化をはかることができることを明らかにした。

このようにロンチャ開口面界分布の位相分布、振幅分布ともに所要の形とするためのロンチャとして、複反射鏡形ロンチャと四反射鏡形ロンチャとを考案した。

複反射鏡形ロンチャについて各反射鏡の寸法と開口面界分布と励振能率との関係を調べ、この形式のロンチャの励振能率を向上させるための条件を明らかにした。(4.2節) この条件を満たす開口面界分布を得るためのロンチャの理論設計法について述べた。(4.1節) これらの理論的考察の結果は供試局を用いたモデル実験によって確認することができた。(4.3節)

複反射鏡形ロンチャは開口面の中央部に副反射鏡が存在するために励振能率および放射特性に上限があるけれども、簡単な構造で高能率が得られる点に特徴がある。

複反射鏡形ロンチャの副反射鏡による特性の上限を取り除くことを目的として考案したものが四反射鏡形ロンチャである。四反射鏡形ロンチャの構成法(5.1節)および励振能率(5.2節)について理論的考察を行ない、このロンチャの設計法を論じた。四反射鏡形ロンチャについてもモデル実験を行ない理論的考察の結果

を確認した。(5.4節)

四反射鏡形ロンチャは構造がやゝ複雑であるが、ロンチャ開口面上の障害物を取り除くことによる効果が著しく、複反射鏡形ロンチャよりも高性能なロンチャが得られることがわかった。

これまで、基本ビームモードを伝搬させるための集束伝送路に用いるためのロンチャについて考えたので、ロンチャは基本ビームモードを励振することが目的であった。しかし、ある特定の高次ビームモードを伝搬させるための集束伝送路も考えられ、この場合には特定の高次ビームモードを励振するロンチャが必要となる。

特定の高次ビームモードを励振するためのロンチャとして $[0,0,+]$ モードを励振するものについて考察した。(6章) $[0,0,+]$ モードは中心軸附近での電磁界強度が弱いので複反射鏡形式のロンチャを採用し、その励振能率および構成について理論的に考察した。(6.2節) 複反射鏡形式の $[0,0,+]$ モードロンチャは十分に高い励振能率を持つことを明らかにした。

謝 辞

この研究を行なうに当り御指導を賜わった京都大学教授前田憲一博士に衷心より謝意を表します。

集束伝送路の研究に当り常に御指導をいただいている三菱電機株式会社中央研究所副所長喜連川隆博士および録倉製作所電子機器研究部長大島羽幸太郎氏、同部武市吉博博士に深く謝意を表します。また、この研究に際して計算および測定に協力された同部蟹谷正二郎氏に感謝致します。

参 考 文 献

- (1) G. Goubau and J. R. Christian, "A New Waveguide for Millimeter Waves", URSI-IRE Fall Meeting, San Diego, Calif., 1959.
- (2) G. Goubau and F. Schwing, "On the Guided Propagation of Electromagnetic Wave Beams", IRE Trans., AP-9, pp.248-256, 1961.
- (3) J. R. Christian and G. Goubau, "Experimental Studies on a Beam Waveguide for Millimeter Waves", IRE Trans., AP-9, pp.256-263, 1961.
- (4) J. B. Beyer and E. H. Scheibe, "Higher Modes in Guided Electromagnetic Wave Beams", IRE Trans., AP-10, pp.349-350, 1962.
- (5) A. G. Fox and T. Li, "Resonant Mode in an Optical Maser", Proc. IRE, 48, pp.1904-1905, 1960.
- (6) A. G. Fox and T. Li, "Resonant Mode in a Maser Interferometer", Bell Syst. Tech. J., 40, pp.453-488, 1961.
- (7) G. D. Boyd and J. P. Gordon, "Confocal Multimode Resonator for Millimeter Waves", Bell Syst. Tech. J., 40, pp.489-508, 1961.
- (8) A. G. Fox and T. Li, "Modes in a Maser Interferometer with Curved and Tilted Mirrors", Proc. IEEE, 51, pp.80-89, 1963.
- (9) G. D. Boyd and H. Kogelnik, "Generalized Confocal Resonator Theory", Bell Syst. Tech. J., 41, pp.1347-1369, 1962.
- (10) J. Hirano and Y. Fukatsu, "Stability of a Light Beam in a Beam Waveguide", Proc. IEEE, 52, pp.1284-1292, 1964.
- (11) H. Larsen, "Die Beugungsdämpfung des optischen Strahlwellenleiters mit statistischen Fehlern", Frequenz, 20, pp.1-10, 1966.
- (12) J. B. Beyer and E. H. Scheibe, "Loss Measurements of the Beam Waveguide", IEEE Trans., MTT-11, pp.18-22, 1963.
- (13) D. Gloge, "Experiments with an Underground Lens Waveguide", Bell Syst. Tech. J., 46, pp.721-735, 1967.
- (14) J. R. Christian, G. Goubau and J. W. Mink, "Further Investigations with an Optical Beam Waveguide", IEEE Trans., MTT-15, pp.216-219, 1967.
- (15) E. A. J. Marcetili, "Ray Propagation in Beam-Waveguides with Redirectors", Bell Syst. Tech. J., 45, pp.105-115, 1966.
- (16) J. R. Christian and G. Goubau, "Some Measurements on an Iris Beam Waveguide", Proc. IRE, 49, pp.1679-1680, 1961.
- (17) J. E. Degenford, M. D. Sirkis and W. H. Steier, "The Reflecting Beam Waveguide", IEEE Trans., MTT-12, pp.445-453, 1964.
- (18) R. J. Chaffin and J. B. Beyer, "A Low-Loss Launcher for the Beam Waveguide", IEEE Trans., MTT-12, p.555, 1964.
- (19) P. D. Potter, "A New Horn Antenna with Suppressed Sidelobes and Equal Bandwidths", Microwave J., 6 (6), pp.71-78, June 1963.
- (20) S. I. Baskakov, "Excitation of a Beam Waveguide", Radio Engng. Electronic Phys., 9, pp.492-499, 1964.
- (21) F. Schwing and A. Zarfler, "Beam Waveguide Excitation by the Aperture Field of a Tubular Waveguide", IEEE Trans., MTT-15, pp.191-192, 1967.
- (22) A. Erdelyi, W. Magnus, F. Oberhettinger and F. G. Tricomi, "Tables of Integral Transforms", vol.2, pp.42-46, McGraw-Hill Book Co., Inc., 1954.

- (23) 森口, 宇田川, 一松, “数学公式 Ⅲ”, pp. 91-99, 岩波書店, 1960.
- (24) 喜連川, 武市, 竹居, “集束伝送路用高能率ロンチャ”, 昭和42年電気四学会連合大会, no. 1290, 昭42-4.
- (25) 武市, 竹居, “集束伝送路ロンチャの能率”, 信学会マイクロ波研資, MW 67-17, 昭42-7-20.
- (26) 武市, 竹居, “集束伝送路の複反射鏡形ロンチャの能率”, 昭和42年信学会全国大会, no. 514, 昭42-10.
- (27) 武市, 竹居, “集束伝送路複反射鏡形ロンチャの実験”, 信学会マイクロ波研資, MW 67-36, 昭42-11-21.
- (28) 武市, 竹居, “集束伝送路用複反射鏡形ロンチャ”, 輻射科学研究会資料, 昭43-4-26.
- (29) 武市, 竹居, “集束伝送路からの漏洩放射”, 昭和43年信学会全国大会, no. 493, 昭43-10.
- (30) 武市, 竹居, “集束伝送路用複反射鏡形ロンチャ”, 信学会マイクロ波研資, MW 68-48, 昭43-11-19.
- (31) 武市, 竹居, “集束伝送路用複反射鏡形ロンチャの実験”, 昭和44年電気四学会連合大会, no. 1521, 昭44-3.
- (32) 武市, 竹居, “集束伝送路用四反射鏡形ロンチャ”, 昭和44年信学会全国大会, no. 475, 昭44-9.
- (33) 武市, 竹居, “集束伝送路用四反射鏡形ロンチャ”, 信学会マイクロ波研資, MW 69-48, 昭44-11-1.

- (34) Y. Takeichi and T. Takei, "The Dual-Reflector Launcher for the Beam Waveguide", 1969 IEEE G-AP Internatl. Symposium Digest, pp.70-77, Dec. 1969.
- (35) T. Kitsuregawa, Y. Takeichi and T. Takei, "The Four-Reflector Launcher for the Beam Waveguide", 1970 IEEE G-AP Internatl. Symposium Digest, pp.94-99, Sept. 1970.
- (36) S. Silver, "Microwave Antenna Theory and Design", Ch.6, McGraw-Hill Book Co., Inc., 1949.
- (37) J. A. Stratton, "Electromagnetic Theory", pp.360-371, McGraw-Hill Book Co., Inc., 1941.
- (38) V. Galindo, "Design of Dual-Reflector Antennas with Arbitrary Phase and Amplitude Distributions", IEEE Trans., AP-12, pp.403-408, 1964.
- (39) W. F. Williams, "High Efficiency Antenna Reflector", Microwave J., 8 (7), pp.79-82, July 1965.
- (40) 水沢, "カセグレンアンテナの設計法に関する研究", 2.3 節, 学位論文, 昭 44-4.
- (41) 小口, "ミリ波通信方式の研究", 電気通信研究所研究発表会論文集 6号, 昭 38-12.
- (42) 小口, "マイクロ波およびミリ波回路", pp. 38-42, 丸善, 1964.